Untersuchungen zum RICH-Vetosystem des HERA – B Experiments

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

am Lehrstuhl für
Experimentelle Physik V
im Fachbereich Physik der
Universität Dortmund

vorgelegt von
Marc Brüggemann

August 2002

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung der Wechselwirkungen zwischen den elementaren Materiebausteinen – den Elementarteilchen – bildet den Schwerpunkt der heutigen Elementarteilchenphysik. Die elementaren Materiebausteine besitzen alle eine halbzahlige Spin-Quantenzahl. Sie gehorchen der Fermi-Statistik und werden deshalb auch Fermionen genannt. Die elementaren Fermionen werden entsprechend ihren Quantenzahlen in drei Familien geordnet (Tabelle 1.1). Zu jedem dieser Teilchen existiert ein Antiteilchen mit konjugierter Ladung. Die Antiteilchen sind nicht aufgeführt.

	Familie			
Fermionen	1	2	3	Ladung
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1
Quarks	u	c	t	2/3
	d	s	b	-1/3

Tabelle 1.1: *Die elementaren Fermionen eingeteilt in drei Familien. Die angegebenen Ladungen entsprechen dem Vielfachen der Elementarladung e.*

Die Elementarteilchenphysik unterscheidet zwischen vier fundamentalen Naturkräften. Die im Alltag bekannten Fundamentalkräfte sind die elektromagnetische Kraft und die Gravitation. Die elektromagnetische Kraft beschreibt die Wechselwirkung von geladenen Teilchen. Diese Wechselwirkung wird durch den Austausch eines masselosen Photons übertragen. Die Gravitation ist verantwortlich dafür, dass sich zwei massebehaftete Körper gegenseitig anziehen. Auch hier erfolgt die Wechselwirkung durch Austausch eines Teilchens, das allerdings bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte. Beide Kräfte, die elektromagnetische Kraft und die Gravitation, besitzen eine unendliche Reichweite. Die weniger bekannten Kräfte der vier Fundamentalkräfte sind die schwache und die starke Kraft. Die schwache Kraft, welche unter anderem für den radioaktiven Zerfall von Neutronen verantwortlich ist, wird durch Austausch von massiven Teilchen – den W- und Z- Bosonen – vermittelt.

Die starke Kraft nimmt mit zunehmendem Abstand zu und führt zur gegenseitigen Anziehung Quarks gleicher Ladung trotz ihrer elektromagnetischen Abstoßung. Diese Anziehung wird durch die Farbladung der Quarks hervorgerufen. Die Theorie der starken Wechselwirkung (QCD) geht dabei von drei Farben aus, in denen die Quarks vorkommen können. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch den Austausch von Gluonen übermittelt, welche ebenfalls eine Farbladung tragen.

Für alle fundamentalen Wechselwirkungen außer der Gravitation wurde in Experimenten nachgewiesen, dass die Austauschteilchen Bosonen sind. Bosonen sind Teilchen, deren Spin-Quantenzahlen ganzzahlig sind. Die Bosonen werden von den Modellvorstellungen vorhergesagt. Sie sichern die Symmetrien der relativistischen Quantenfeldtheorien unter bestimmten Eichtransformationen und werden daher als Eichbosonen bezeichnet. Die Eichbosonen besitzen einen Spin von 1. Die Reichweiten der fundamentalen Kräfte hängen von den Eigenschaften ihrer Austauschteilchen ab. Die elektromagnetische Kraft hat eine unendliche Reichweite, da das entsprechende Austauschteilchen – das Photon – masselos ist. Die schwache Kraft hat eine Reichweite, die in der Größenordnung 10^{-16} cm liegt. Da die intermediären Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung eine Masse $m > 80\,\mathrm{GeV}/c^2$ besitzen, können sie im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ nur für einen sehr kurzen Zeitraum $\tau \leq \hbar/\Delta E$ erzeugt werden. Die Energie ΔE zur Erzeugung des Austauschteilchens wird dabei dem Vakuum entzogen. Während des Zeitraums τ kann die Energieerhaltung – ein fundamentales Prinzip der Natur – übertreten werden, ohne dass diese Verletzung der Energieerhaltung beobachtet werden kann. Dabei ist τ die Lebensdauer des Austauschteilchens und $\hbar$ das Planck'sche Wirkungsquantum. Die Energie ist durch die Ruhemasse des Austauschteilchens festgelegt. Je größer die Masse des Austauschteilchens ist, umso kleiner wird seine Lebensdauer bzw. die Reichweite der Wechselwirkung. Die starke Wechselwirkung besitzt eine Reichweite von etwa 10^{-13} cm, obwohl die ausgetauschten Eichbosonen masselos sind. Die Farbladung der Gluonen ist verantwortlich für die begrenzte Reichweite.

Das Bestreben der theoretischen wie experimentellen Elementarteilchenphysik ist es, die fundamentalen Wechselwirkungen der Materiebausteine mittels einer einzigen vereinigenden Theorie erklären zu können. Die quantenmechanischen Beschreibungen der elektromagnetischen Kraft (QED) [Fey 49, Sch 48, Tom 46] und der schwachen Kraft (QFD) konnten zur elektroschwachen Theorie zusammengefasst werden [Gla 61, Sal 68, Wei 67, Hoo 72]. Aus dieser vereinigenden Theorie und der quantenmechanischen Beschreibung der starken Wechelwirkung (QCD) wurde das sogenannte Standardmodell formuliert, welches alle bisherigen Messungen der Elementarteilchenphysik mit hoher Genauigkeit beschreibt [Gur 00]. Während also drei der vier fundamentalen Kräfte durch ein einziges Modell – dem Standardmodell – beschrieben werden können, fehlt in diesem Modell die Beschreibung der Gravitation. Dies ist einer der Schwachpunkte des Standardmodells. Außerdem beinhaltet das Standardmodell 19 Parameter, wie z. B. die Teilchenmassen und Kopplungsstärken der Wechselwirkungen, die nicht aus der Theorie abgeleitet werden können, sondern als gemessene Größen in die Theorie integriert werden müssen. Die Theorie, welche alle vier fundamentalen Kräfte vereinigt, sollte zusätzlich unabhängig von Parametern sein, die zuvor durch Experimente bestimmt werden müssen.

Viele Experimente werden durchgeführt, um richtungsweisende Abweichungen der

Messergebnisse von den Vorhersagen des Standardmodells zu erhalten. Treten Abweichungen auf, können auf diese Weise neue theoretische Ansätze, welche keine Abweichungen zu den Messwerten zeigen sollten, überprüft und gegebenenfalls verworfen oder als richtig anerkannt werden. Die Entdeckung, dass die diskrete Symmetrie CP innerhalb der schwachen Wechselwirkung verletzt ist, erlaubt einen Test für die Vorhersagen des Standardmodells. Eine gemessene Abweichung von der Vorhersage wäre ein Kandidat für eine richtungsweisende Abweichung vom Standardmodell. Aus diesem Grund wurde das HERA – B Experiment entwickelt, dessen spezielle Aufgabe die Vermessung der CP-Verletzung im System neutraler B-Mesonen sein sollte. Neutrale B-Mesonen sind Kombinationen von einem Quark und einem Antiquark, deren Ladungen jeweils entgegengesetzt gleich sind und von denen eines vom b-Quarktyp ist. Die Untersuchung der CP-Verletzung in diesem System stellt in Kombination mit der Art der Produktion von B-Mesonen im HERA – B Experiment hohe Anforderungen an den dafür zu entwickelnden Detektor, welche im Folgenden zusammengefasst werden.

1.1 Anforderungen an den Detektor

Das Design des HERA – B Experiments wurde für die Messung der CP-Verletzung im „goldenen Zerfallskanal"

$$\bar{\mathrm{B}}^0/\mathrm{B}^0 \longrightarrow \mathrm{J}/\psi \mathrm{K}^0_\mathrm{S} \longrightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^-$$

optimiert. Dieser Zerfall bietet ein einfaches Messprinzip für den Parameter $\sin 2\beta$, welcher eine entscheidende Rolle für die CP-Verletzung spielt. Durch Bestimmung der Zerfallsasymmetrie

$$A_{\bar{\mathrm{B}}^0/\mathrm{B}^0} = \frac{N_{\bar{\mathrm{B}}^0} - N_{\mathrm{B}^0}}{N_{\bar{\mathrm{B}}^0} + N_{\mathrm{B}^0}}$$

zwischen der Anzahl der $\bar{\mathrm{B}}^0$ und B^0, die gemäß dem goldenen Zerfall zerfallen, kann der Parameter $\sin 2\beta$ berechnet werden, da $\sin 2\beta \propto A_{\bar{\mathrm{B}}^0/\mathrm{B}^0}$. Eine hohe Nachweiseffizienz des goldenen Zerfallskanals ist essentiell für eine genaue Bestimmung der Zerfallsasymmetrie. Der HERA – B Detektor wurde aus diesem Grund speziell an die Charakteristiken dieses Zerfalls angepasst.

Während das K^0_S im Ruhesystem eine Lebensdauer von 89 ps besitzt und vor dem Zerfall in zwei geladene Pionen eine Strecke von etwa 1,1 m im Detektor zurücklegt, zerfällt das J/ψ nahezu instantan in zwei Leptonen. Da das Verzweigungsverhältnis für Elektronen von 6% gleich groß dem für Myonen ist, sind auch die Wahrscheinlichkeiten gleich groß, dass der Endzustand des J/ψ-Zerfalls durch ein $\mu^-\mu^+$-Paar oder ein e^-e^+-Paar gebildet wird. Die Hauptaufgabe der ersten Stufe des mehrstufigen HERA – B Triggersystems ist die Suche nach zwei Leptonspuren, deren Kombination eine invariante Masse besitzt, die im Bereich der J/ψ-Masse liegt.

Um den Quarkinhalt desjenigen B-Mesons zu bestimmen, welches den Ausgangspunkt des goldenen Zerfalls darstellt, müssen die Zerfallsprodukte des gleichzeitig mit dem neutralen B-Meson erzeugten anderen Teilchens, welches ebenfalls ein b-Quark enthält, identifiziert werden. Dazu wird die Ladung des Leptons aus dem semileptonischen Zerfall des mit dem neutralen B-Mesons erzeugten geladenen B-Mesons gemessen.

Diese Art der Identifizierung der Quarkinhalte der erzeugten B-Mesonen wird „Tagging“ genannt. Um die K-Mesonen eindeutig zu identifizieren, werden verschiedene Detektoren für die Teilchenidentifikation verwendet.

Da das neutrale B-Meson zwischen Erzeugung im Target und Zerfall eine Wegstrecke von durchschnittlich 10 mm zurücklegt, muss mit Hilfe eines hochauflösenden Vertex-Detektors, der sich unmittelbar an die Wechselwirkungszone anschließt, ein versetzter Vertex rekonstruiert werden, um ein Ereignis, in dem ein b-Quark erzeugt wurde, zu identifizieren.

Zusammengefasst verlangt die Abstimmung des Detektors auf die Charakteristiken des goldenen Zerfalls eine schnelle Elektron- und Myon-Identifikation mit Abschätzung ihrer Spurparameter für die Suche nach J/ψ-Kandidaten, eine effiziente Teilchenidentifikation, um Kaonen bzw. Pionen nachzuweisen, die für das Tagging nötig sind, und eine Sekundär-Vertex-Rekonstruktion, um b-Quark-Zerfälle zu identifizieren. Weiterhin muss der gesamte Detektor wegen der hohen Transversalimpulse $p_{\mathrm{T}} \lesssim m_{\mathrm{B}}/2$ eine große Winkelakzeptanz zum Nachweis der produzierten Teilchen besitzen. Für die eindeutige Identifizierung des goldenen Zerfalls ist eine Messung des gesamten hadronischen Endzustands eines Ereignisses erforderlich. Daher ist eine offene Apertur nötig, d. h. vor dem Detektor darf sich kein Hadronabsorber befinden.

Die zu messenden B-Mesonen werden durch die Wechselwirkung des HERA Protonstrahls mit Nukleonen eines Draht-Targets, welches in Abschnitt 2.2 genauer beschrieben ist, erzeugt. Um einen signifikanten Nachweis der CP-Verletzung zu erbringen, werden ca. 10^3 vollständig rekonstruierte $\mathrm{B}^0 \rightarrow \mathrm{J}/\psi\mathrm{K_S}$ Ereignisse benötigt. Da der goldene Zerfall ein Verzweigungsverhältnis von nur etwa $4,5 \cdot 10^{-4}$ besitzt und Ineffizienzen bei der Rekonstruktion und beim Tagging eine stets eindeutige Identifizierung eines Ereignisses mit b-Inhalt unmöglich machen, benötigt man $\mathcal{O}(10^9)$ produzierte B-Mesonen. Da der Wirkungsquerschnitt der $b\bar{b}$-Produktion bei der HERA – B-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41,6$ GeV etwa 30 nb beträgt, dagegen aber der inelastische Wirkungsquerschnitt im Bereich von 10 bis 20 mb pro Nukleon liegt, müssten $5 \cdot 10^{14}$ inelastische Wechselwirkungen produziert werden, um die benötigte Anzahl an B-Mesonen zu erhalten. Soll die gewünschte Anzahl von B-Mesonen innerhalb eines Jahres gewonnen werden, darf die Rate für inelastische Wechselwirkungen nicht unterhalb von 40 MHz liegen. Da die Rate, mit der die Protonenbündel des Protonstrahls die Wechselwirkungszone passieren, konstant etwa 10 MHz beträgt, können höhere Wechselwirkungsraten nur dadurch zustande kommen, indem man das Stattfinden mehrerer Wechselwirkungen pro Passieren eines Protonbündels zuläßt. Die Idee ist dabei, mehrere Target-Drähte zu verwenden, was den Vorteil hat, dass die verschiedenen Vertizes der Mehrfachwechselwirkung besser getrennt werden können. Das Design von HERA – B sieht die Nutzung von acht Target-Drähten vor (siehe auch Abschnitt 2.2). Im Mittel sollen alle 96 ns, was dem Abstand der Protonenbündel untereinander entspricht, fünf Wechselwirkungen stattfinden. Die damit verbundenen hohen Teilchenraten und Spurmultiplizitäten stellen hohe Anforderungen an den Detektor und das Triggersystem, welches die b-Ereignisse aus dem inelastischen Untergrund herausfiltern soll. Während der Konstruktion und Inbetriebnahme des HERA – B-Detektors und des dazugehörigen Triggersystems traten unvorhergesehene Schwierigkeiten auf. Es stellte sich heraus, dass einige Komponenten den hohen Teilchenraten und den hohen hadronischen Flüssen nicht standhalten konnten. Diese mussten modifiziert oder vollständig durch neue Techniken ersetzt werden. Die geplante Fertigstellung und Inbetriebnahme des Experiments zum Jahre 1998 konnten nicht erreicht werden. Die endgültige Inbetriebnahme des vollständigen Detektors steht immer noch aus. Auch nach der Inbetriebnahme wird das Experiment das ursprüngliche Ziel – die Messung der CP-Verletzung im System neutraler B-Mesonen – vermutlich nicht erreichen, da die einzelnen Komponenten des Detektors nicht die im Design vorhergesehenen Effizienzen besitzen und die Ineffizienz des Detektors nach Kombination der Ineffizienzen aller Subdetektoren zu groß ist.

Die Konkurrenzexperimente Belle und BaBar, deren Messprinzip von Grund auf verschieden ist, haben bereits erfolgreich die CP-Verletzung in B-Meson-Zerfällen nachgewiesen. Diese Experimente erzeugen B-Mesonen über den Zerfall $\Upsilon(4S) \rightarrow \mathrm{B}^0\bar{\mathrm{B}}^0$ durch asymmetrische e^+e^--Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie im Bereich der $\Upsilon(4S)$-Resonanz. Dabei haben die beiden Teilchenstrahlen unterschiedliche Energien, um B^0-Mesonen mit einem signifikanten Impuls im Laborsystem zu erzeugen. Die Experimente sind daher in der Lage, die Zerfallszeiten der B^0-Mesonen über ihre Zerfallslänge zu messen. Die Möglichkeit des HERA – B Experiments auf dem Sektor der CP-Verletzung in B-Meson-Zerfällen einen entscheidenden Beitrag leisten zu können, ist damit hinfällig geworden. Aus diesem Grund wurden die Schwerpunkte des zukünftigen Messprogramms in anderen physikalischen Fragestellungen gesetzt. Im folgenden Abschnitt werden die physikalischen Hauptziele von HERA – B dargestellt, die in künftigen Messreihen erreicht werden sollen.

1.2 Physikprogramm für 2002/3

Die Ziele, auf die sich das HERA – B Experiment in der kommenden Datennahme-Periode konzentrieren wird, beziehen sich auf das bessere Verständis der QCD und der Produktion von schweren Quarks. Die Messung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitts und die nukleare Unterdrückung der Charmonium-Produktion stehen dabei im Vordergrund, da die Spezifikationen des HERA – B Experiments eine Verbesserung und Ergänzung früherer Daten anderer Experimente erlauben [HER 00b, HER 00a, HER 01].

1.2.1 Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{b\bar{b}}$

Die Messung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitts ist von allgemeinem Interesse für jede Art von Physik, die sich mit b-Quarks beschäftigt. Zwei bisher durchgeführte Messungen an Fixed-Target-Experimenten am FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) bei vergleichbarer Energie [Jan 95, Ale 99] weichen um $2{,}3\,\sigma$ voneinander ab. Die Ergebnisse sind mit großen Unsicherheiten behaftet, da die Studien auf niedriger Statistik basieren und die Experimente eine niedrige Akzeptanz für die relevanten Ereignisse besaßen. Es wurden zwei verschiedene Messmethoden zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendet. Einerseits wurden mit dem Experiment E789 inklusive b-Quark-Zerfälle der Art $b \rightarrow \mathrm{J}/\psi X \rightarrow l^+l^-X$ analysiert [Jan 95], andererseits wurden im Experiment E771 die detektierten Myonen aus den semimyonischen Zerfällen beider b-Quarks untersucht [Ale 99]. Das HERA – B Experiment kann zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts beide Messmethoden verwenden und bietet mit der Rekonstruktion der exklusiven Zerfallskanäle von B-Mesonen eine zusätzliche Bestimmungsmöglichkeit.

Die Untersuchung einer eventuellen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl A ist ein weiterer Vorteil, den HERA – B durch Verwendung verschiedener Target-Materialien bietet. Die Ergebnisse können richtungsweisend für Verbesserungen der Rechnungen zur Produktion schwerer Quarks nahe der Schwelle sein [Bon 98], die mittels perturbativer QCD durchgeführt wurden, da diese ebenfalls mit großen Unsicherheiten behaftet sind.

1.2.2 Nukleare Abhängigkeit der Charmonium-Produktion

Untersuchungen der Charmonium-Produktion in Experimenten, in denen schwere Ionen, wie z. B. Pb-Ionen [Abr 99], zur Kollision gebracht werden, haben eine Unterdrückung der J/ψ-Produktion relativ zur Produktion in Proton-Proton-Wechselwirkungen gemessen. Diese Unterdrückung wird als Signatur für die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas angesehen [Mat 86, Sat 97, Abr 00, Sat 01]. Dazu müssen allerdings die Charmonium-Produktion und alle nuklearen Effekte sehr gut verstanden sein. Das HERA – B Experiment bietet Möglichkeiten, entscheidende Beiträge zum Verständnis der Charmonium-Produktion und damit der QCD zu leisten.

Einer der Vorteile, die HERA – B gegenüber früheren Messungen aufweist, ist die Größe der Winkelakzeptanz. Die Variation des Wirkungsquerschnitts der Charmonium-Produktion in Proton-Kern-Wechselwirkungen σ_{pA} wird parametrisiert durch den Parameter α

$$\sigma_{pA} = \sigma_{pN} A^{\alpha} \quad ,$$

wobei A die Massenzahl des Target-Materials und σ_{pN} der Wirkungsquerschnitt von Proton-Nukleon-Wechselwirkungen ist. Der Parameter $\alpha = \alpha(x_F, p_{\mathrm{T}})$ ist eine Funktion kinematischer Größen. Zum einen ist er abhängig vom Transversalimpuls

$$p_{\mathrm{T}} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad ,$$

wobei p_x und p_y die x- bzw. y-Komponenten des Teilchenimpulses sind. Zum anderen ist er abhängig von der Feynman-Variable

$$x_F = \frac{p_z}{p_z^{\max}} \approx \frac{2p_z^{\mathrm{CMS}}}{\sqrt{s}} \quad ,$$

die ein Maß für den longitudinalen Impuls eines Teilchens ist. Die Größe p_z^{CMS} ist die longitudinale Komponente des Teilchenimpulses im Schwerpunktsystem (CMS) und $\sqrt{s} = 41,6\,\mathrm{GeV}$ die Schwerpunktsenergie im HERA – B Experiment. Der bisher durch frühere Experimente vermessene x_F-Bereich kann vom HERA – B Experiment speziell in den Bereich negativer Werte erweitert werden. Dadurch können verschiedene theoretische Modelle für die nukleare Unterdrückung, welche alle eine unterschiedliche x_F-Abhängigkeit des Parameters α in den bisher nicht vermessenen x_F-Bereichen vorhersagen, auf ihre Gültigkeit überprüft werden. Desweiteren ist HERA – B in der Lage die Produktion mehrerer Charmonium-Zustände (z. B. J/ψ, ψ', χ_c) zu messen und dabei gleichzeitig die Abhängigkeit von der Massenzahl A, durch die Verwendung verschiedener Target-Materialien. Die Proton-Nukleon-Wechselwirkungen in verschiedenen Target-Materialien ermöglichen zusätzlich eine relative Messung, sodass sich Ungenauigkeiten von Größen wie z. B. Detektorakzeptanz und Detektoreffizienz, die bei einer absoluten Messung sehr genau bestimmt sein müssen, aufheben. Außerdem ist eine detaillierte Untersuchung des hadronischen Endzustandes der Charmonium-Ereignisse möglich, was der Verbesserung der Simulation der Charmonium-Produktion in Proton-Proton-Wechselwirkungen dient [HER 01].

1.2.3 Drell-Yan-Physik

Als Drell-Yan-Prozess bezeichnet man die Erzeugung eines Leptonpaares durch Quark-Antiquark-Annihilation in Hadron-Hadron-Kollisionen [Dre 70]. Die experimentelle Überprüfung der Winkelverteilung der Leptonen im Endzustand erlaubt einen Test der von der perturbativen QCD vorhergesagten Winkelverteilung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta + \mu \sin 2\theta \cos\phi + \frac{\nu}{2}\sin^2\theta \cos 2\phi.$$

Dabei ist θ der Polarwinkel und ϕ der Azimutalwinkel des Impulsvektors des positiv geladenen Leptons relativ zur Ebene, die durch die Impulsvektoren des Protons und des Nukleons aufgespannt wird [Col 77]. Die Parameter λ, μ und ν hängen von der Struktur der Hadronen ab, die an der Wechselwirkung teilnehmen. Sie sind über die Lam-Tung-Relation

$$1 - \lambda - 2\nu = 0$$

verknüpft [Lam 78, Lam 80]. Für große Werte des Transversalimpulses des virtuellen Photons wurde eine Verletzung dieser Relation in Pion-Nukleon-Streuexperimenten gemessen [Fal 86, Con 89]. Verschiedene theoretische Modelle, die die experimentellen Daten im Fall der Pion-Nukleon-Streuung beschreiben, konnten bisher mangels experimenteller Daten nicht genauer überprüft werden. HERA – B könnte die erste experimentelle Überprüfung der Lam-Tung-Relation in der Proton-Nukleon-Streuung erbringen. Die höhere Auflösung und die höhere kinematische Akzeptanz des HERA – B Experiments gegenüber allen bisher durchgeführten Experimenten kann zu einer Verbesserung der verschiedenen Modellvorstellungen führen. Die offene Apertur des HERA – B Experiments, die nötig ist, um die zuvor geplanten Studien an B-Mesonen durchzuführen, ist jedoch von Nachteil, da die Drell-Yan-Ereignisse unter der typischen Ereignis-Topologie im HERA – B Experiment schwer nachzuweisen sind. Es wurden Studien durchgeführt, um die Möglichkeiten, die HERA – B auf dem Sektor der Drell-Yan-Physik bietet, abzuschätzen [Hus 01a, Gra 01].

1.2.4 Charm-Physik

Der Zerfall $\mathrm{D}^0 \to l^+l^-$ in zwei Leptonen weist eine klare experimentelle Signatur auf und eignet sich wegen der Spezialisierung des HERA – B Experiments auf den Nachweis von Leptonen besonders gut für einen Test des Standardmodells. Durch Studien an produzierten D^0-Mesonen können Hinweise auf neue Physik gewonnen werden. Das Standardmodell sagt ein Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{O}(10^{-19})$ vorher [HER 00b, HER 00a]. Die experimentelle obere Grenze von $4,1 \cdot 10^{-6}$ ist davon mehr als zehn Größenordnungen entfernt. Die Annahme, dass Teilchen, die vom SUSY-Modell vorhergesagt werden, einen Beitrag zum D^0-Zerfall liefern, kann das theoretische Verzweigungsverhältnis um mindestens sieben Größenordnungen anheben. Durch geeignete Triggerstrategien kann die Empfindlichkeit von HERA – B auf $\mathcal{O}(10^{-8})$ gesteigert werden. Dies würde die Überprüfung einiger SUSY-Modelle erlauben [HER 00b].

Das System neutraler D-Mesonen enthält zwei Masseneigenzustände, deren Massen und Lebensdauern theoretisch verschieden sein könnten. Das Standardmodell sagt Massen- und Lebensdauerdifferenzen voraus, die so klein sind, dass die Empfindlichkeiten heutiger Experimente nicht ausreicht, um diese Differenzen zu messen. Die Verteilungen der Zerfallszeiten von $\mathrm{D}^0(\bar{\mathrm{D}}^0) \longrightarrow \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$ und $\mathrm{D}^0(\bar{\mathrm{D}}^0) \longrightarrow \mathrm{K}^-\pi^+(\mathrm{K}^+\pi^-)$ bieten eine Messmethode für einen Nachweis einer Massen- bzw. Lebensdauerdifferenz. Bei Abwesenheit strikter CP-Erhaltung können die Verteilungen noch sehr gut durch einen exponentiellen Verlauf beschrieben werden. Gelänge die Messung einer Abweichung von diesem exponentiellen Verlauf im Empfindlichkeitsbereich von HERA – B, wäre dies ein klarer Hinweis auf eine Physik, die über das Standardmodell hinausgeht.

Derzeit gibt es keine Experimente, die in naher Zukunft Messungen bezüglich der D^0-Lebensdauer durchführen werden. HERA – B könnte die Ergebnisse älterer Messungen auf der Basis höherer Statistik an Charm-Ereignissen bestätigen oder evtl. verbessern [HER 00a].

1.3 Ziel dieser Arbeit

Der Algorithmus der ersten Triggerstufe für die Spurfindung basiert auf einer sukzessiven Zuordnung von Treffern zu einem zuvor ermittelten Spursegment. Dadurch wird die Spur aus Trefferinformationen von einer Detektorlage zur nächsten durch den gesamten Detektor verfolgt. Die Treffersuche ist dabei auf Fenster begrenzt, die von den Pretriggern geliefert werden. In Ereignissen mit einer hohen Treffermultiplizität ist die Trefferdichte in diesen Fenstern entsprechend hoch, sodass vermehrt Spuren gefunden werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass Spuren gefunden werden, welche die Triggerbedingungen erfüllen, wächst entsprechend. In Ereignissen mit hoher Multiplizität werden deshalb vermehrt Triggernachrichten erzeugt, welche von der ersten Triggerstufe abgearbeitet werden müssen. Dies hat zur Folge, dass an den Stellen, an denen das Prozessor-Netzwerk des FLT ereignisgetrieben arbeitet, eine Anhäufung der zu bearbeitenden Triggernachrichten auftritt. Die Zeit, die zur vollständigen Abarbeitung des Ereignisses notwendig ist, steigt an und überschreitet in manchen Fällen auch den festgelegten maximalen Wert. Bei einer Überschreitung der Maximalzeit sorgt das Fast Control System dafür, dass das Ereignis verworfen wird, da die Ereignisinformationen in den elektronischen Speichern bereits mit Informationen eines späteren Ereignisses überschrieben wurden. Ereignisse mit einer hohen Treffermultiplizität vergeuden daher wertvolle Bearbeitungszeit des FLTs.

Um die Bearbeitung solcher Ereignisse durch den FLT von vornherein zu vermeiden, wurde ein RICH-Multiplizitätsvetosystem entwickelt, welches anhand der Anzahl der registrierten Photonen im RICH-Detektor Ereignisse mit einer hohen Trefferzahl erkennt und die Bearbeitung durch den FLT verhindert, indem es die Übertragung der Pretrigger-Nachrichten an den FLT verhindert.

Diese Diplomarbeit enthält Studien, welche die Folgen bei einem Einsatz des Vetosystems untersuchten. Bevor in Kapitel 4 Studien zum Einfluss des Vetosystems auf kinematische Variablen von J/ψ-Kandidaten zusammengefasst werden, wird zuvor in

Kapitel 3 ein Überblick über das Vetosystem gegeben und Ergebnisse erster Testdaten nach der Teilinstallation des Systems im November 2001 sowie nach der vollständigen Integration des Vetosystems im März 2002 vorgestellt. In Kapitel 5 wird der Einfluss des Vetosystems auf die Triggerrate des FLTs abgeschätzt. Nach der vollständigen Installation des Systems im März 2002 konnten erstmals im Juli 2002 Daten mit einem voll funktionsfähigen Vetosystem genommen werden. Anhand dieser Daten wurde die Funktion des Vetosystems überprüft und die Effizienz des Vetosystems bestimmt. In Kapitel 6 sind die Ergebnisse der Effizienzbestimmung zu finden. In Kapitel 7 wird eine Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 2

Das HERA – B Experiment

Dieses Kapitel enthält eine Beschreibung des Speicherringes HERA sowie des HERA – B Experiments. Die Funktionen der einzelnen Subdetektoren des HERA – B Detektors werden zusammengefasst, und das Datennahmesystem und das mehrstufige Triggersystem des HERA – B Experiments werden vorgestellt.

2.1 Der Speicherring HERA

Das HERA – B Experiment ist eines von vier Experimenten am Proton-Elektron-Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Der Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger sind in Abbildung 2.1 gezeigt. Nach sukzessiver Vorbeschleunigung der Protonen im Linearbeschleuniger LINAC III und den Kreisbeschleunigern DESY III und PETRA werden die Protonen in den Speicherring HERA injiziert und dort auf einer Länge von 6338,8 m auf eine Energie von bis zu 920 GeV beschleunigt und gespeichert.

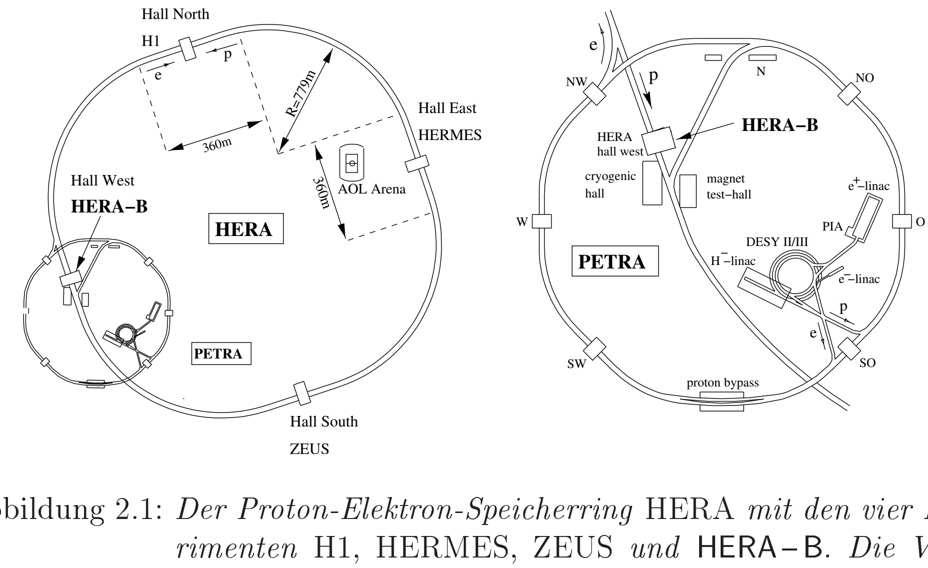

Abbildung 2.1: *Der Proton-Elektron-Speicherring* HERA *mit den vier Experimenten* H1, HERMES, ZEUS *und* HERA – B. *Die Vorbeschleuniger sind in der rechten Abbildung zu sehen [Kra 02].*

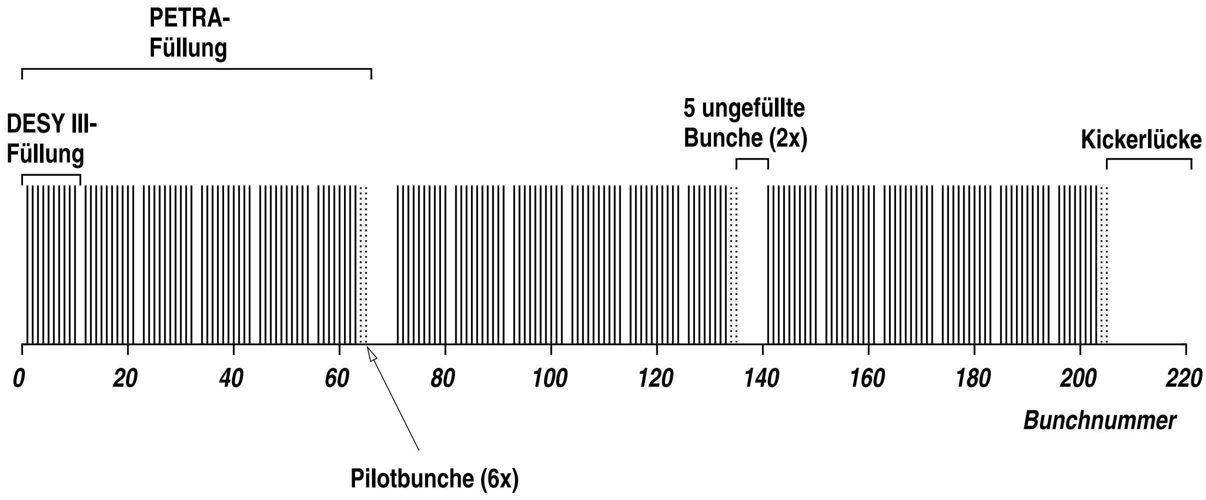

Abbildung 2.2: *Das idealisierte Füllschema des* HERA-*Protonenstrahls [Spr 00]. Die Strukturen sind durch die Kapazitäten der Vorbeschleuniger bestimmt. Die Kickerlücke erlaubt das sichere „Dumpen" der Protonen.*

Die Elektronen bzw. Positronen werden im Ringbeschleuniger HERA auf 27,5 GeV beschleunigt und laufen in einem separaten Strahlrohr entgegengesetzt der Protonen-Laufrichtung. Der Elektronen- bzw. Positronenstrahl wird ungenutzt durch das HERA – B -Experiment geführt.

Neben dem HERA – B Experiment in Experimentierhalle West befinden sich in den drei anderen Experimentierhallen die Experimente ZEUS [Hol 93], H1 [Abt 97] und HERMES [Dür 93]. Die Experimente H1 und ZEUS, die sich in den Experimentierhallen Nord und Süd befinden, untersuchen die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung. Das HERMES -Experiment in Experimentierhalle Ost misst die Spin-Struktur von Proton und Neutron, indem Elektronen des spinpolarisierten Elektronenstrahls mit einem polarisierbaren Gas-Target wechselwirken.

2.1.1 Die Struktur des Protonenstrahls in HERA

Die begrenzten Kapazitäten von HERA, sowie der Vorbeschleuniger DESY III und PETRA und die Gewährleistung des sicheren Absorbierens der Protonen bestimmen ein Füllschema von HERA mit Protonen, welches in idealisierter Form in Abbildung 2.2 graphisch dargestellt ist. Die Strukturen spiegeln die einzelnen Kapazitäten der Vorbeschleuniger wieder. Im Protonen-Synchrotron DESY III werden die aus dem Linearbeschleuniger kommenden Protonen in zehn Teilchenpakete (Bunche) gebündelt und beschleunigt. Jeweils zehn dieser Bunche werden in den Speicherring PETRA eingefüllt und bilden einen Bunchzug. PETRA bietet Platz für sechs solcher Bunchzüge. Die Energie der Protonen wird hier abermals erhöht, bevor die gesamte PETRA-Füllung in HERA umgeleitet wird. Drei vollständige PETRA-Füllungen finden Platz in HERA. Zwischen jedem Bunchzug befindet sich ein ungefüllter ProtonenBunch, und zwischen jeder PETRA-Füllung befinden sich 5 ungefüllte Protonen-Bunche. Die als

Pilot-Bunche bezeichneten zwei Protonen-Bunche am Ende jeder PETRA-Füllung haben keinen Elektronenpartner, mit dem sie zur Kollision bei H1/ZEUS gebracht werden. Die letzten 15 Bunche, die sich an die dritte PETRA-Füllung anschließen, sind ebenfalls nicht gefüllt. Sie bilden die „Kickerlücke“, deren Länge durch die Zeit bestimmt ist, die nötig ist, um einen sicheres, kontrolliertes Absorbieren aller Protonen des Strahls mittels Kollimatoren – das „Dumpen“ der Protonen – zu gewährleisten [Spr 00]. Die Protonenbündel enthalten näherungsweise 10^{11} Protonen, sind rund 30 cm (1 ns) lang und haben untereinander einen Abstand von 96 ns. Die Umlaufzeit eines Bunches beträgt 21,12 μs.

2.2 Das interne HERA – B Target

Das HERA – B Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment. Es nutzt nur einen der beiden im HERA-Speicherring umlaufenden Teilchenstrahlen, nämlich den Protonenstrahl. Dieser wird mit einem feststehenden Drahttarget zur Wechselwirkung gebracht. Die im HERA – B Experiment zu untersuchenden Mesonen schwerer Quarks werden also durch die Wechselwirkung der Strahlprotonen mit den Nukleonen des Drahtmaterials erzeugt.

Das HERA – B Target besteht aus insgesamt acht Drähten verschiedener Materialien, die auf zwei Stationen mit jeweils vier Drähten aufgeteilt sind. Das Targetsystem ist in Abbildung 2.3 skizziert. Die vier Drähte einer jeden Station sind um die Protonenstrahlachse herum positioniert. Die Drähte besitzen einen rechteckigen Querschnitt mit 50 μm Kantenlänge senkrecht zum Protonenstrahl und 500 μm Kantenlänge in Protonenstrahlrichtung.

Das Target-System nutzt den Halo des Protonenstrahls. Als Halo werden diejenigen Protonen bezeichnet, die aufgrund nichtlinearer Effekte wie Strahl-Strahl-Wechselwirkungen aus dem Strahlzentrum in den äußeren Bereich des Strahls diffundieren, und später an den Aperturgrenzen des Protonbeschleunigers bzw. den Kollimatoren verloren gehen. Im Gegensatz zu Protonen aus dem Inneren des Strahls tragen die Halo-Protonen nicht zur Luminosität der beiden Elektron-Proton-Kollisionsexperimente bei [Spr 00].

Die Target-Drähte lassen sich individuell oder gemeinsam in den Halo des Protonenstrahls bewegen. Auf diese Weise nutzen sie die Halo-Protonen und wirken wie ein Kollimator. Durch Variation des Abstandes von Draht und Strahlzentrum lässt sich die Wechselwirkungsrate einstellen.

Ein solcher Aufbau eines Targets ist robust, ermöglicht durch Servo-Mechanismen die Aufrechterhaltung einer konstanten Targetrate und erlaubt auch bei mehreren Wechselwirkungen pro Protonen-Bunch, der das Target passiert, dem sogenannten Bunch-Crossing, eine Trennung der Vertizes. Außerdem hat die Benutzung eines solchen Targets keinen nennenswerten Einfluss auf die *ep*-Nutzung der Maschine, speziell in den Kollisionsexperimenten, oder die Lebensdauer des Protonenstrahls [HER 00b].

Die Wahl der verschiedenen Targetmaterialien stellt einen Kompromiss zwischen unterschiedlichen Effekten dar, welche abhängig von der Massenzahl A des Targetmaterials sind. So steigt bei zunehmender Massenzahl A der Protonenverlust durch Mehrfachstreuung der Protonen innerhalb der Target-Drähte und führt zur Erhöhung des

Untergrundes. Ausserdem nimmt die Multiplizität geladener Spuren pro inelastischer Wechselwirkung mit $A^{0,2}$ zu. Ereignisse mit hoher Multiplizität besitzen den Nachteil, dass sie schwer zu rekonstruieren sind. Dagegen steigt die erwünschte Produktion schwerer Quarks näherungsweise mit A, während die Produktion von inelastischen Ereignissen nur mit $A^{0,72}$ zunimmt. Dies ist ein Grund für die Benutzung von Materialien mit großem A [Bru 02]. Die in den Datennahme-Perioden verwendeten Drahtmaterialen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

2.3 Der HERA – B Detektor

Die Produkte der Proton-Nukleon-Wechselwirkung werden mit dem HERA – B Detektor nachgewiesen. Er ist ein Vielteilchen-Vorwärts-Spektrometer, welches 90% des gesamten möglichen Raumwinkels 4π im Schwerpunktsystem der pN-Wechselwirkung abdeckt. Die Winkelakzeptanz reicht im Laborsystem von 10 bis 220 mrad in horizontaler Richtung und 10 bis 160 mrad in vertikaler Richtung [Loh 94].

Die hohe Teilchendichte in der Nähe des Protonenstrahls, und ihre $1/r^2$-Abhängigkeit mit dem Abstand r vom Protonenstrahl, führt dazu, dass die Subdetektoren so entworfen sind, dass ihre Granularität ebenfalls mit dem Abstand zum Strahlrohr abnimmt.

Der Detektor besteht aus Subdetektoren, deren Aufgaben in den folgenden Katego-

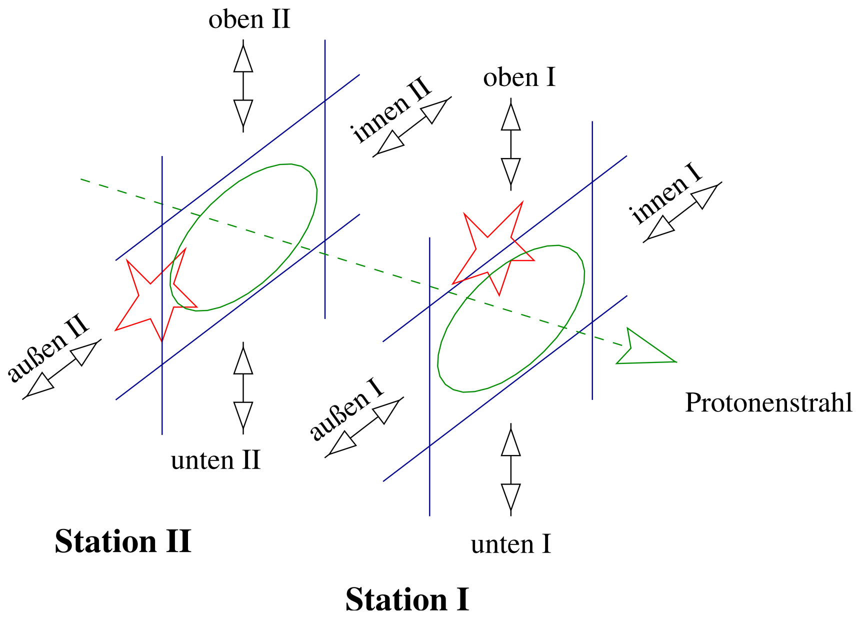

Abbildung 2.3: *Das Target-System des* HERA – B *Experiments, bestehend aus acht Drähten, die auf zwei Stationen aufgeteilt sind. Die Drähte sind um den Protonenstrahl herum positioniert und lassen sich nach Hilfe eines Servo-Mechanismus nach innen oder außen bewegen, um so die Wechselwirkungsrate zu kontrollieren [Sym 99].*

Draht		Datennahme-Periode 1999/2000	2002/03
innen	I	Titan	Wolfram
außen	I	Titan	Titan
unten	I	Titan	Kohlenstoff
oben	I	Titan	Aluminium
innen	II	Kohlenstoff	Kohlenstoff
außen	II	Titan	Kohlenstoff
unten	II	Wolfram	Titan
oben	II	Aluminium	Paladium

Tabelle 2.1: *Die in den Datennahme-Perioden 1999/2000 und 2002/03 verwendeten Materialien*

rien zusammengefasst werden können. Ein Vertex-Detektor dient zur Vertex-Findung und Rekonstruktion. Die Spurkammersysteme Inner Tracker (ITR), Outer Tracker (OTR) und die Detektoren des High-p_{T}-Pretriggers dienen der Spurrekonstruktion und der Impulsbestimmung. Das ringabbildende Čerenkov-Hodoskop RICH (Ring Imaging Čerenkov Hodoscope), der Übergangsstrahlungsdetektor TRD (Transition Radiation Detector), das Myon-System sowie das elektromagnetische Kalorimeter ECAL dienen der Teilchenidentifizierung. Das ECAL misst zusätzlich die Energie von Elektronen und Photonen. Die Abbildung 2.4 gibt eine Übersicht über den HERA–B Detektor.

Die Definition des rechtshändigen Koordinatensystems, welches im Folgenden stets verwendet wird, ist ebenfalls in Abbildung 2.4 zu sehen. Die z-Achse zeigt in die Protonenflugrichtung. Die y-Achse zeigt nach oben und die x-Achse in das Zentrum des HERA-Beschleunigers.

In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über den Aufbau und die Funktion der genannten Subdetektoren gegeben.

2.3.1 Die Subdetektoren zur Bestimmung der Spurparameter

Direkt an das interne Target schließen sich die Spurdetektoren an. Diese gliedern sich je nach Anforderungen bezüglich der variierenden Spurdichte in Bereiche unterschiedlicher Granularität. Die Segmentierung der Detektorsysteme muss in Strahlnähe sehr fein sein und nimmt mit dem Abstand zum Strahl ab.

Der Vertexdetektor

Das Vertex-Detektor-System (VDS) hat die Aufgabe, Spurparameter zu liefern, die präzise genug sind, um Zerfalls-Vertizes zu rekonstruieren. Das Vertex-Detektor-System besteht aus 64 doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren, die in acht Superlagen (SLs), bestehend aus 4 Quadranten, angeordnet sind. Jeder der Quadranten besteht somit aus 4 Lagen Siliziumstreifenzählern, welche um $\pm 2,5^\circ$ und $90^\circ \pm 2,5^\circ$ gegenüber der x- bzw.

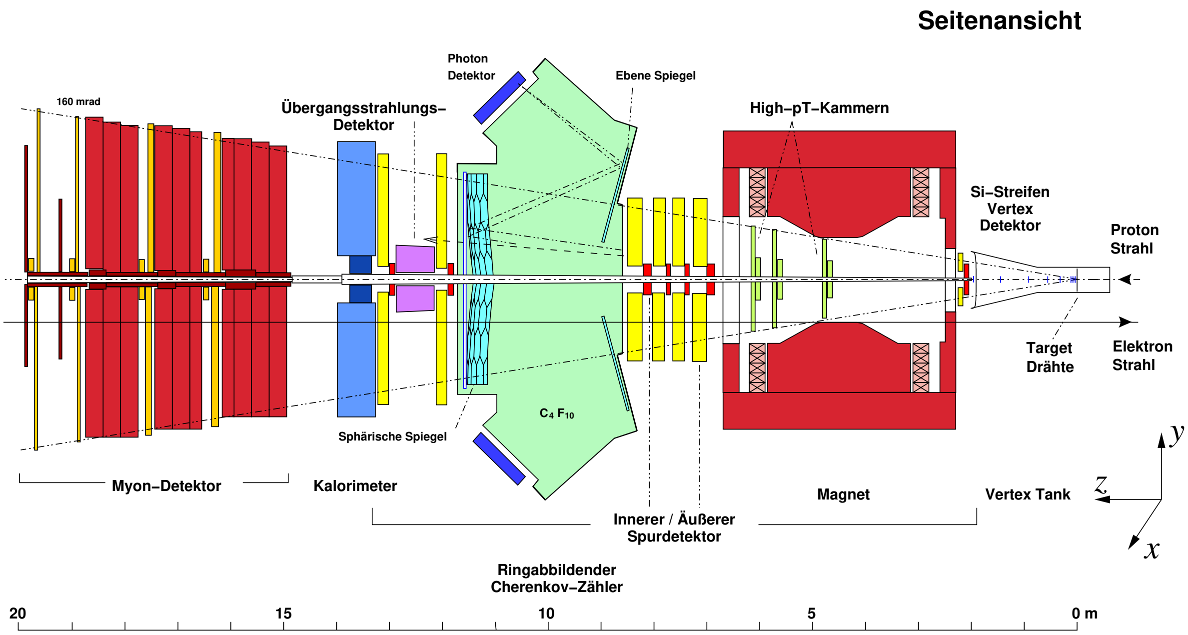

Abbildung 2.4: *Schematischer Überblick des* HERA−B *Detektors in der Seitenansicht. Der Detektor ist ein Vorwärtsspektrometer mit Subdetektoren für Vertex-Rekonstruktion (Vertex-Detektor), Spurfindung (Innerere und Äußerere Spurkammersysteme) und Teilchenidentifikation (*RICH, ECAL *und* Myon-System*). Der Detektor ist 20 m lang und deckt den Winkelbereich von 10 bis 220 mrad in horizontaler Richtung und 10 bis 160 mrad in vertikaler Richtung ab.*

y-Achse gedreht sind. Dies dient der dreidimensionalen Rekonstruktion der Spuren, sowie der Steigerung der Auflösung in den Richtungen senkrecht zum Protonenstrahlrohr. Das VDS deckt einen Winkelbereich von 10 bis 250 mrad ab. Um Mehrfachstreuungen zu minimieren, sind die Komponenten eines jeden Quadranten der ersten sieben Superlagen in einem System von Roman pots (engl. römischen Töpfen) untergebracht, welches sich wiederum in einem 2,6 m langen Ultra-Hochvakuum-Stahltank befindet. Die Töpfe sind radial und lateral beweglich. Dadurch lässt sich ein radialer Abstand der Detektoren zum Protonenstrahl von 10 mm erreichen. Um dieselbe Distanz müssen die Detektoren vor der Injektion der Protonen in HERA zurückgezogen werden, um die Streifenzähler vor Strahlenschäden zu schützen. Die achte SL ist stationär, in 2 m Entfernung vom Target, direkt hinter dem Aluminium-Austrittsfenster des Stahltanks montiert. Die gemessene Auflösung für Primär-Vertizes beträgt transversal $\sigma_{xy} \approx 45\,\mu$m und longitudinal $\sigma_z \approx 470\,\mu$m [Bau 01]. Die Informationen des VDS werden von der zweiten Triggerstufe genutzt, um den Datenfluss zu reduzieren.

Der Magnet

Der HERA−B-Magnet besitzt eine integrierte Feldstärke von 2,2 Tm. Das Magnetfeld verläuft senkrecht zum Protonenstrahl in die positive y-Richtung. Die geladenen Teilchen werden vom Magnetfeld in die xz-Ebene abgelenkt. Anhand der Krümmung der Teilchenbahn kann mit den Spurdetektoren der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

Die Spurkammersysteme

Um eine gute Impulsbestimmung und eine schnelle Spurerkennung zu gewährleisten, ist der Spurdetektor des HERA – B Detektors in zwei Teile gegliedert. Das innere Spurkammersystem, der Inner Tracker (ITR), deckt den Bereich um das Strahlrohr (6 bis 30 cm) ab, und damit den Bereich hoher Spurdichte. Dieser Bereich entspricht dem Polarwinkelbereich 10 bis 100 mrad. Die Superlagen des ITR bestehen aus Mikrostreifen-Gasdetektoren (Microstrip Gaseous Chamber, MSGC). Jeder dieser Detektoren ist mit einem Gas Electron Multiplier (GEM) ausgerüstet. Diese nachträgliche Ergänzung des ursprünglichen Detektorentwurfs und die Benutzung einer Ar:CO_2-Gasmischung als Driftgas macht den Betrieb des inneren Spurkammersystems unter Strahlenbelastungen, wie sie im HERA – B Experiment vorkommen, erst möglich. Die nötige Gasverstärkung wird zum Teil von den GEMs übernommen, die somit die Belastung der MSGCs reduzieren und einen stabilen Betrieb ermöglichen. Der ITR besteht aus 10 Superlagen, wobei die Anzahl der MSGC-Detektorlagen, aus denen eine SL zusammengesetzt ist, zwischen 2 und 8 variiert. Einige MSGC-Detektorlagen innerhalb einer Superlage sind zum Zweck der dreidimensionalen Spurrekonstruktion gegenüber den vertikal (0°) ausgerichteten Lagen um ±5° rotiert [Bag 01].

In radialer Richtung schließt sich an den ITR das äußere Spurkammersystem - der Outer Tracker (OTR) - an, der sich vom Überlappungsbereich mit dem ITR bis zu einem Abstand von 3,6 m - entsprechend 250 mrad - vom Strahlrohr erstreckt. Er besteht aus 13 planaren Superlagen, welche aus Driftröhren bestehen, deren Querschnitt eine hexagonale bzw. wabenartige Form besitzt. Diese mit einer Aluminium-Kupfer-Schicht überzogenen Röhren dienen als Kathode, während ein in den Röhren gespannter, goldummantelter Wolframdraht als Anode dient. Da die erste Triggerstufe verlangt, dass die Driftsignale innerhalb des zeitlichen Abstandes zweier Protonenbunche von 96 ns gesammelt werden, ist die Nutzung eines schnellen, CF_4-enthaltenden Driftgases notwendig. Deshalb wurde das Gasgemisch Ar:CF_4:CO_2 gewählt. Wie beim ITR sind einige Einzellagen innerhalb einer Superlage gegenüber den vertikalen Einzellagen um ±5° gegen die y-Achse gedreht [Cap 00].

Das gesamte Spurkammersystem, bestehend aus ITR und OTR , kann in drei Bereiche unterteilt werden. Diejenigen Superlagen der Spurkammersysteme, die sich vor und innerhalb des Magneten befinden, werden Magnet-Kammern (Magnet Chamber, MC) genannt. Sie dienen zur Unterstützung des Aneinanderfügens der im Vertex-Detektor gefundenen Spursegmente mit denen, die im sich anschließenden Teil des Spurerkennungssystems, den PC-Superlagen, gefunden werden. Diese Kammern zur Mustererkennung (Pattern Recognition Chamber, PC) befinden sich zwischen dem Magneten und dem RICH. Die Informationen der ersten (PC1 vom OTR und MS10 vom ITR) und der letzten Kammern (PC4 vom OTR und MS13 vom ITR) werden zusätzlich von der ersten Triggerstufe verwendet. Der dritte und letzte Teil des Spurerkennungssystems wird durch die beiden Superlagen gebildet, die sich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter befinden. Sie werden als Triggerkammern (Trigger Chamber, TC) bezeichnet. Die entsprechenden Lagen des ITR werden mit MS14 und MS15 bezeichnet. Die erste

Triggerstufe führt eine Spurensuche durch, die auf den Informationen der (MUON-, ECAL- und High-p_T-) Pretrigger basiert. Die Triggerkammern dienen dazu, die Suchregion für die weitere Spurensuche genügend einzugrenzen. Während der Umbauphase 2001/02 wurden die Magnetkammern des Spurkammersystems aus dem Akzeptanzbereich des Detektors entfernt. Sie sollen in der kommenden Datennahme-Periode nicht verwendet werden.

Die High-p_T-Kammern

Die Kammern des High-p_T-Detektors befinden sich innerhalb des Magneten. Der innere Teil der Kammern, welcher einen Winkelbereich von 10 bis 58 mrad in x-Richtung und 10 bis 44 mrad in y-Richtung abdeckt, ist als Gas-Pixel-Kammern realisiert. Der äußere Teil, der aus zylinderförmigen Driftkammern mit Kathoden-Pad-Auslese besteht, deckt den Winkelbereich von 38 bis 250 mrad in x-Richtung und 44 bis 133 mrad in y-Richtung ab [Bal 00]. Die Informationen der High-p_T-Detektorlagen werden nur in der ersten Triggerstufe verwendet.

2.3.2 Die Subdetektoren zur Teilchenidentifikation

Teilchenidentifikation ist äquivalent zu der Massenbestimmung eines Teilchens. Während der Impuls eines Teilchens über die Krümmung der Teilchenflugbahn innerhalb des Magnetfeldes mit den Detektoren des Spurkammersystems gemessen wird, müssen für die indirekte Bestimmung der Teilchenmasse mehrere Subdetektoren verwendet werden, von denen jeder einzelne eine unabhängige Messung der Teilchenidentität liefert.

Elektronen und Photonen werden mit dem elektromagnetischen Kalorimeter basierend auf ihrem Energieverlust bei Wechselwirkung mit Materie und der dadurch entstehenden Cluster-Form nachgewiesen. Als Cluster wird eine Gruppe von ECAL-Zellen bezeichnet, die auf einen elektromagnetischen Schauer ansprechen. Die Cluster-Größe und -Form wird durch den elektromagnetischen Schauer bestimmt. Außerdem können Elektronen und Hadronen durch die Nutzung eines Übergangsstrahlungsdetektors unterschieden werden. Die Trennung von Hadronen und Myonen geschieht mit Hilfe eines Myon-Detektors. Dabei macht man sich zunutze, dass Myonen eine viel größere mittlere freie Weglänge in Materie besitzen als Hadronen. Ein Myon-Detektorsystem, hinter genügend Absorbermaterial für Hadronen gelegen, weist bei erfolgreicher Spurrekonstruktion ein Myon nach. Untergrundbeiträge von Hadronen, die dennoch das Absorbermaterial durchqueren (Punch-Through), können jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Um zwischen verschiedenen Hadronen unterscheiden zu können, bedarf es einer weiteren Detektorkomponente. Im HERA – B Experiment wird dazu ein ringabbildener Čerenkov-Zähler verwendet. Dieser misst die Menge der erzeugten Photonen sowie den Čerenkov-Winkel, unter dem die Photonen bei Durchflug eines Teilchens emittiert werden.

Der RICH-Detektor

Der ringabbildende Čerenkov-Zähler (RICH) besteht aus einem System von sphärischen und ebenen Spiegeln, Photon-Detektoren sowie einem Strahlungsmedium. Durchquert ein geladenes Teilchen das Strahlungsmedium mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist, werden Photonen unter dem charakteristischen Čerenkov-Winkel θ_C isotrop um die Flugrichtung des Teilchens herum emittiert. Alle Photonen, die entlang der Spur bei unterschiedlicher z-Position in dieselbe Richtung relativ zur Flugrichtung des Teilchens emittiert werden, bilden ein paralleles Strahlenbündel, welches nach Reflexion an sphärischen Spiegeln auf einen Punkt fokussiert wird. Vor der endgültigen Fokussierung in einer der beiden Fokalebenen des RICH wird der Strahl durch eine zweite, mit ebenen Spiegeln bestückte Ebene umgelenkt. Die parallelen Strahlenbündel, deren Emissionsrichtungen den gesamten Polarwinkelbereich relativ zur Flugbahn des Teilchens abdecken, bilden einen Čerenkov-Lichtkegel. Dieser Lichtkegel wird durch die Reflexion an den sphärischen Spiegeln und Umlenkung an ebenen Spiegeln auf einen Ring in der Fokalebene fokussiert. Über diese Ringe wird der Winkel mit Hilfe der sphärischen Spiegel in eine Ortsinformation transformiert und eine Positionsabschätzung der Teilchenbahn vorgenommen. Die entscheidende Größe bildet der Radius der Photonenringe bzw. der Čerenkov-Winkel.

Die Hauptaufgabe des RICH besteht in der Unterscheidung von Kaonen und Pionen. Um dies zu gewährleisten, wurde als Radiatorgas C_4F_{10} gewählt. Einerseits ist die Differenz der Ringradien, die von einem Kaon und einem Pion in diesem Gas erzeugt werden, groß genug, um aufgelöst werden zu können, andererseits liegt die Schwelle für den Čerenkov-Effekt für Kaonen und Pionen ausreichend niedrig, um die Identifizierungsfähigkeiten des Detektors auch noch im Impulsbereich von einigen GeV verwenden zu können. Die Impulsschwellen für den Čerenkov-Effekt sind für einige Teilchen in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Teilchen	Impulsschwelle
Elektron	9,8 MeV
Myon	2,03 GeV
Pion	2,7 GeV
Kaon	9.6 GeV
Proton	18 GeV

Tabelle 2.2: *Die Impulsschwellen für verschiedene geladene Teilchen. Bei C_4F_{10} als Radiatorgas ist ein Impuls jenseits dieser Schwellen erforderlich, um beim Durchqueren des* RICH-*Detektors den Čerenkov-Effekt auszulösen.*

Das Radiatorgas befindet sich in einem Stahltank mit einem Volumen von $106\,\mathrm{m}^3$. In Abb. 2.5 ist der RICH-Detektor und die Fokussierung eines einzelnen parallelen Photonenbündels gezeigt. Für Teilchen mit einer Geschwindigkeit $\beta = v/c = 1$ beträgt der Čerenkov-Winkel 51,5 mrad. Kaonen und Pionen können in einem Impulsbereich von 10 bis 50 GeV unterschieden werden. Beschränkt man sich auf Ereignisse, bei denen die Ringe nur von Teilchen erzeugt werden, die sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, liegt die durchschnittliche Anzahl der pro Ring detektierten Photonen bei 30,2±3,6. Die gemessene Auflösung $\Delta\theta_C$ des RICH für ein einzelnes Photon beträgt

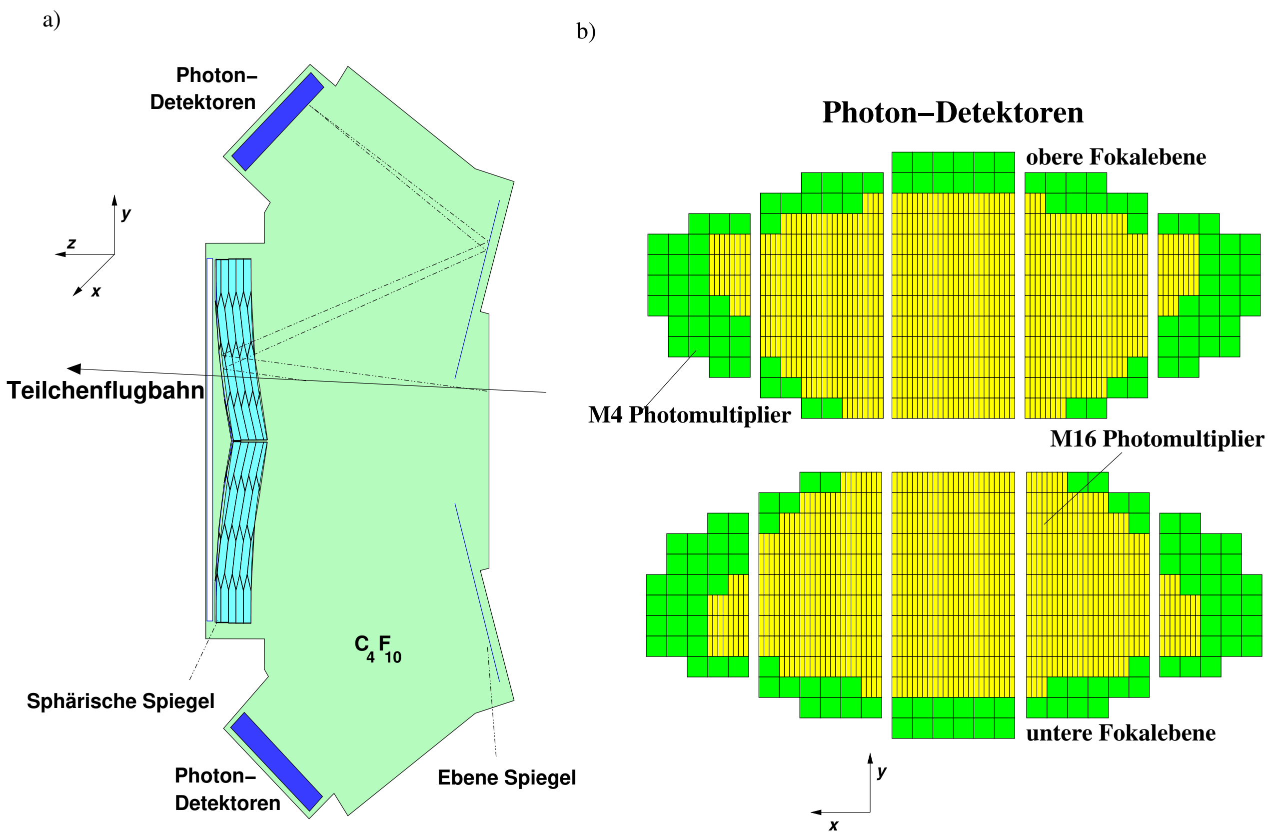

Abbildung 2.5: a) *Der* RICH-*Detektor in der Seitenansicht. Die Fokussierung eines parallelen Strahlenbündels von Čerenkov-Photonen, die entlang einer Teilchenspur erzeugt werden, ist exemplarisch skizziert.* b) *Die Fokalebenen, die durch die Photon-Detektoren gebildet werden. Der innere Bereich ist mit Photomultipliern des Typs M16 bestückt; der äußere Bereich wegen der radial abnehmenden Spurdichte mit großflächigeren des Typs M4.*

0,7 mrad für den inneren Detektorbereich und 1,0 mrad für den äußeren Bereich.

Zur präzisen Bestimmung des Čerenkov-Winkels ist nicht nur die Genauigkeit des Ortes wichtig, an dem die Photonen nachgewiesen werden, sondern auch die Zahl der detektierten Photonen. Dies setzt eine große Detektionsfläche voraus, die eine hohe Ortsauflösung sowie eine hohe Nachweiseffizienz besitzt. Beide Bedingungen werden durch die Verwendung von ortsempfindlichen Photomultiplier-Röhren erfüllt. Der Photon-Detektor besteht deshalb aus M16- und M4-Photomultipliern[1], wobei sich M16 auf Röhren mit 16 Anoden-Pads und M4 auf solche mit 4 Anoden-Pads bezieht. Die 16 Pads des M16-Photomultipliers besitzen eine Größe von $4{\times}4\,\mathrm{mm}^2$ und sind in vier Zeilen und vier Spalten angeordnet. Die 4 Pads des M4-Photomultipliers sind dagegen viermal größer ($8{\times}8\,\mathrm{mm}^2$) und in zwei Zeilen und zwei Spalten angeordnet. Die

[1] Hamamatsu R5900 M16- und M4-Multianoden-Photomultiplier

totale Detektionsfläche von $16{\times}16\,\mathrm{mm}^2$ ist für beide Photomultiplier-Systeme gleich. Die M4-Röhren sind wegen der erwarteten Abnahme der Spurdichte mit zunehmendem Abstand vom Protonenstrahl im äußeren Bereich der Fokalebenen installiert. Entsprechend decken die M16-Röhren den inneren Teil des Detektors ab, um eine feinere Granularität im Bereich hoher Spurdichte zu gewährleisten [Pes 01].

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Zur Unterdrückung von Hadronen und zur Identifikation von Elektronen im Bereich hoher Spurdichten nahe des Strahlrohrs, befindet sich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter in Strahlrohrnähe ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD). Sein Akzeptanzbereich reicht von 18 bis 100 mrad. In diesem Detektor nutzt man aus, dass geladene Teilchen beim Passieren der Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante die sogenannte Übergangsstrahlung aussenden. Die Energie dieser Strahlung steigt mit dem Lorentzfaktor $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2} = \frac{E}{mc^2}$. Aus diesem Grund erzeugen Elektronen, wegen ihrer geringen Masse, mehr Übergangsstrahlung als Pionen oder andere, noch schwerere Hadronen. Auf diese Weise kann zwischen den Teilchen unterschieden werden.

Der TRD besteht aus zwei Superlagen, die um $\pm 30°$ gegenüber der x-Achse rotiert sind. Jede Superlage enthält alternierend 16 Radiator- und Detektorschichten. Als Radiatorschicht werden Polypropylenfasern mit einem Durchmesser von $20\,\mu$m verwendet. Der Nachweis erfolgt mittels mit Kaptonfolie beschichteten Proportionalzählrohren, die einen Durchmesser von 6 mm besitzen [Sav 98]. Übergangsstrahlung kann bei HERA – B für Teilchen mit einem Lorentzfaktor $\gamma \geq 2000$ nachgewiesen werden. Dies entspricht einer Elektronenenergie von $E_e \geq 1\,\mathrm{GeV}$ und einer Pionenergie von $E_\pi \geq 280\,\mathrm{GeV}$ [Fla 01]. In den bisher durchgeführten Datennahme-Perioden wurde der TRD noch nicht verwendet.

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter. Es besteht aus quadratischen Zellen, die aus alternierenden Schichten von Konverter- und Szintillatormaterial aufgebaut sind. Beim Durchgang eines Teilchens durch das Konvertermaterial entstehen durch Ionisationsprozesse Teilchenschauer. Diese erzeugen im Szintillatormaterial Szintillationslicht, welches über Wellenlängenschieber auf Photomultiplier geleitet wird, die es in elektrische Signale umwandeln.

Entsprechend der Größe der verwendeten Zellen teilt sich das ECAL in drei verschiedene Bereiche. Zum einen ist dies der innere Teil, der aus Zellen mit einer Fläche von $2{,}2 \times 2{,}2\,\mathrm{cm}^2$ und einer W-Ni-Fe Legierung mit einem Molièreradius von 1,3 cm als Konvertermaterial besteht. Zum anderen bilden die Zellen mit einer Fläche von jeweils $5{,}5 \times 5{,}5\,\mathrm{cm}^2$ und $11{,}15 \times 11{,}15\,\mathrm{cm}^2$ mit Blei als Konvertermaterial den mittleren und äußeren Teil des Kalorimeters. Der Molièreradius beträgt für Blei 3,5 cm [Zoc 00]. In Abb. 2.6 ist die Vorderseite des Kalorimeters, unterteilt in inneren, mittleren und äußeren Teil, zu sehen.

Das ECAL erlaubt die Unterscheidung zwischen Hadronen und Teilchen, die einen elektromagnetischen Schauer auslösen, also Elektronen und Photonen. Während Ha-

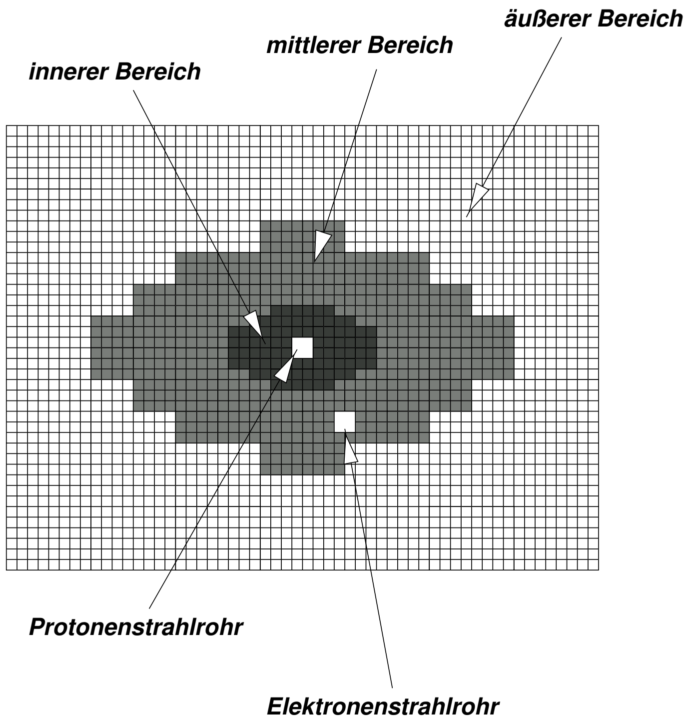

Abbildung 2.6: *Vorderseite des elektromagnetischen Kalorimeters und die Unterteilung des* ECALs *in einen inneren, mittleren und äußeren Bereich [Spr 00]. Die variierende Granularität ist nicht skizziert.*

dronen nur einen Bruchteil ihrer Energie E im ECAL deponieren, geben Elektronen ihre gesamte Energie ab. Über den vom Tracking-System bestimmten Impuls p können die Elektronen als die Teilchen identifiziert werden, für die gilt $E/p \approx 1$. Desweiteren verwendet der ECAL-Pretrigger die Position der Elektron-Kandidaten als Startpunkte für die Spurensuche in der ersten Triggerstufe.

Die gemessene Energieauflösung beträgt für den inneren Teil des Kalorimeters

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{22,5\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,7\%.$$

Die räumliche Auflösung für Elektronen mit einer Energie größer als 30 GeV ist 0,2 cm [Avo 01].

Die Inbetriebnahme eines Vetosystems, welches auf den Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters basiert – dem EEI (ECAL Energy Inhibit) – ist für die kommende Datennahme-Periode 2002/03 geplant. Es nutzt dafür den inneren Teil des ECALs und verlangt, dass die totale Energiedeposition in diesem Bereich unterhalb eines Maximalwertes bleibt. Das EEI befindet sich derzeitig noch in der Testphase [HER 01].

Das Myon-System

Das Myon-System besteht aus drei Absorberlagen und vier Detektor-Superlagen (MU1-MU4). Jede Superlage ist in einen inneren und äußeren Teil unterteilt. Der äußere Bereich deckt einen Polarwinkel von bis zu 220 mrad in x-Richtung und 180 mrad in y-Richtung ab. Die Superlagen MU1 und MU2 bestehen aus jeweils drei Doppellagen von Driftkammern. Die Einzellagen sind in einer Doppellage um eine halbe Zellengröße gegeneinander verschoben. Die drei Doppellagen sind gegeneinander rotiert, um eine Bestimmung der Ortskoordinate in y-Richtung zu gewährleisten. Dabei verlaufen die Drähte einer Superlage parallel zur y-Richtung und die beiden anderen sind ihr gegenüber um $\pm 20°$ rotiert. Die einzelnen Kammerzellen haben eine Größe von $14 \times 12\,\mathrm{mm}^2$.

Der äußere Teil der Superlagen MU3 und MU4 ist jeweils aus einer Doppellage von Kathoden-Pad-Kammern mit Anodendrähten parallel zur y-Richtung konstruiert. Die Pads haben eine Größe von $12 \times 10\,\mathrm{cm}^2$. Diese letzten beiden Superlagen des Myon-Systems werden vom Myon-Pretrigger verwendet. Eine Koinzidenz zwischen einem Treffer in einem Pad der Superlage MU3 und einem Treffer in MU4 liefert den Startpunkt für eine Myon-Rekonstruktion durch die erste Triggerstufe.

Der innere Teil des Myon-Systems ist mit Gas-Pixel-Kammern ausgerüstet. Dieser Teil beschränkt sich auf einen Abstand vom Strahlrohr in x- und y-Richtung, der unterhalb von 33 cm liegt. Die Zellengröße beträgt für die Superlagen MU1-MU3 $9,0 \times 9,0\,\mathrm{mm}^2$ und für MU4 $9,4 \times 9,4\,\mathrm{mm}^2$. Eine Ebene der Gas-Pixel-Kammern besteht aus jeweils vier sich überlappenden Quadranten. Vier Potentialdrähte und ein $50\,\mu\mathrm{m}$ dicker Signaldraht aus goldbeschichtetem Wolfram, parallel zur Protonenstrahlrichtung verlaufend, bilden eine Zelle [Tit 00].

Der Energieverlust von Myonen in Materie ist sehr klein, sodass Myonen in der Lage sind, dicke Absorberschichten zu durchlaufen, während nahezu alle Hadronen absorbiert werden. Deshalb liefert der Myon-Detektor mit den vorhanden Absorbern die Identifikation von Myonen in einer relativ sauberen Umgebung. Noch vor dem Muon-System sowie zwischen den drei folgenden Detektorlagen befindet sich Eisen und Stahlbeton als Absorbermaterial. Zwischen den Lagen MU3 und MU4 ist im inneren Bereich wenig Stahl als Absorbermaterial platziert, um die Effekte der Absorption und Mehrfachstreuung gering zu halten. Der Myon-Pretrigger verwendet daher die Treffer-Koinzidenzen in MU3 und MU4.

2.3.3 Das Trigger- und Datennahmesystem

Das HERA–B Experiment benutzt verschiedene Pretrigger-Systeme, an die sich eine vierstufige Triggerkette anschließt, um physikalisch interessante Ereignisse aus einer Vielzahl von Untergrundereignissen herauszufiltern. Die Pretrigger fällen mit wenigen und schnell verfügbaren Detektorsignalen eine Entscheidung, ob die Informationen zu einem Ereignis zur weiteren Bearbeitung in der Triggerkette weitergesendet werden sollen. Dies ist nötig, da eine vollständige Analyse eines Ereignisses in einem einzigen Schritt aufgrund der begrenzten Rechenleistung und Rechenzeit nicht möglich ist. Stattdessen findet auf jeder der Triggerstufen durch Hinzunahme und Verarbeitung weiterer Signale aus den einzelnen Subdetektoren eine sukzessive Reduktion der Daten statt. Somit steigt die verfügbare Rechenzeit mit zunehmender Triggerstufe und erlaubt eine vollständige Rekonstruktion eines Ereignisses vor der endgültigen Speicherung. Die einzelnen Triggerstufen und das Datennahmesystem werden im Folgenden beschrieben.

Die Pretrigger

Es existieren drei Pretrigger-Systeme. Jedes von ihnen liefert sehr schnell Informationen zu Spurkandidaten, die als Startpunkt für den Spurverfolgungsalgorithmus der ersten Triggerstufe dienen.

Aufgabe des ECAL-Pretriggers ist die frühe Identifikation von Elektron-Kandidaten und die Bestimmung ihrer Energien und Positionen. Überschreitet die Energie, die von einem Teilchen in einer ECAL-Zelle deponiert wird, eine einstellbare, positionsabhängige Schwelle, führt der ECAL-Pretrigger eine schnelle Cluster-Suche in einem Quadrat von 3×3 ECAL-Zellen durch. Die auslösende Zelle befindet sich dabei in der Mitte dieser 3×3-Matrix von Zellen. Erfüllt die Energiesumme aller neun Zellen eine weitere Schwellenbedingung, wird eine ECAL-Pretrigger-Nachricht für den FLT erzeugt, die alle für die Spurfindung notwendigen Informationen enthält. Es ist vorgesehen, durch den ECAL-Pretrigger die Bremsstrahlung, die etwa 30% aller Elektronen vor Durchlaufen des Magneten abstrahlen, wiederzugewinnen. Die Energie, die durch ein Bremsstrahlungs-Photon im ECAL deponiert wird, kann der Energie des zugehörigen Clusters zuaddiert werden, um die Effizienz des Pretriggers zu erhöhen [Avo 01]. Diese Korrektur wurde im bisherigen Betrieb jedoch noch nicht eingesetzt.

Der Myon-Pretrigger liefert Ausgangspunkte für Spuren, die von Myon-Kandidaten herrühren. Myon-Kandidaten werden durch eine Koinzidenz von Treffern in den beiden letzten Superlagen des Myon-Systems (MU3 und MU4) identifiziert. Während im äußeren Teil des Detektors jedes Pad für sich alleine genommen wird, bildet man im inneren Teil durch Kombination von 6×4 Pixel-Zellen die sogenannten „Pseudo-Pads“. Um eine Koinzidenz zu erzeugen, müssen die Treffer in den Pads und Pseudo-Pads bestimmte Koinzidenzschemata erfüllen, wie in Abb. 2.7.a gezeigt [Sch 01].

Der High-p_{T}-Pretrigger nutzt die Signale der speziell dazu vorgesehenen Pad- und Pixel-Kammern innerhalb des Magneten, um Spuren von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen zu finden. Den Hauptanteil dieser Teilchen bilden Hadronen ($\pi^{\pm}, \mathrm{K}^{\pm}, \mathrm{p}$). Ähnlich wie der Myon-Pretrigger bestimmt auch der High-p_{T}-Pretrigger Trefferkoinzidenzen in verschiedenen Superlagen. Während Teilchenflugbahnen von Teilchen mit niedrigem Impuls vom Magnetfeld stark gekrümmt werden, ist die Flugbahn eines Teilchen mit hohem Impuls sogar im Magneten annähernd gerade, sodass die Koinzidenzbedingung erfüllt wird. Das Koinzidenzschema in Abb. 2.7.b ist sensitiv auf gerade Spuren mit großem Winkel zur Strahlachse, was einem Schnitt auf den Transversalimpuls entspricht. Wird eine Dreifach-Koinzidenz gefunden, generiert der High-p_{T}-Pretrigger eine Nachricht mit Spurparametern, die zuvor bis zur Spurkammerlage TC2 extrapoliert wurden [Bru 02].

Der First Level Trigger (FLT)

Die erste Triggerstufe (FLT) ist ein rein auf Hardware basierendes System mit hoher Verarbeitungsgeschwindigkeit, welches eine Spurrekonstruktion im Spurkammersystem

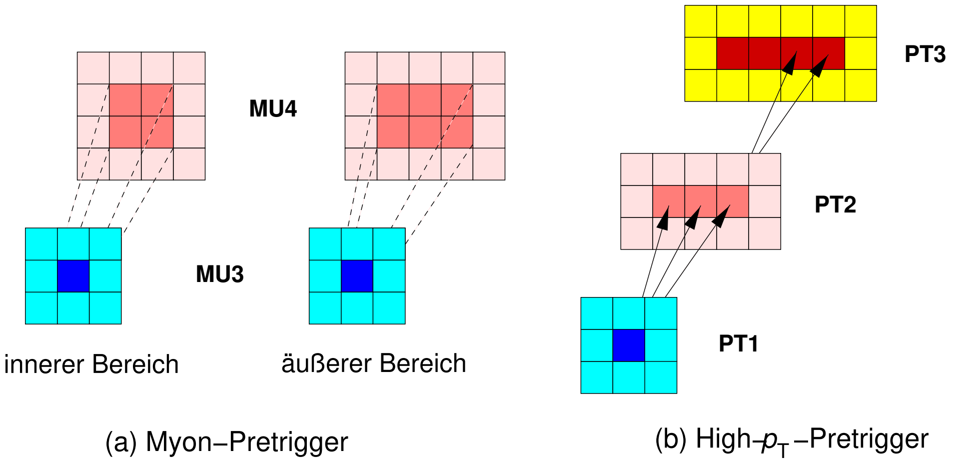

Abbildung 2.7: *Die Koinzidenzmuster des Myon-Pretriggers (a) und des High-p_{T}-Pretriggers (b) [Fla 01].*

durchführt. Ausgelöst wird diese Spurrekonstruktion durch die Pretrigger, die eine erste Abschätzung der Spurparameter als Startpunkte für den FLT liefern. Der Algorithmus des FLTs verlangt wesentlich mehr Informationen als die Pretrigger. Deshalb werden die Informationen der Superlagen PC1 (MS10), PC4 (MS13), TC1 (MS14) und TC2 (MS15) des OTR (ITR) für alle Spurkandidaten ausgelesen und vom FLT verwendet. Nach der Bestimmung des Impulses der Spurkandidaten durch Auswertung der Ablenkung durch den Magneten wird die invariante Masse von Paaren von Leptonen gleicher Art aber entgegengesetzter Ladung bestimmt. Ein Schnitt auf die invariante Masse, der dazu führt, dass nur Ereignisse weiterprozessiert werden, in denen mindestens ein Spurenpaar vorhanden ist, das zu einer invarianten Masse $m > 2\,\mathrm{GeV}/c^2$ kombiniert werden konnte, sorgt für die benötigte Reduktion der Datenrate, die bei einem Faktor von 200 liegt. Der FLT ist ein ereignisgetriebenes Netzwerk von spezialisierten Prozessoren. Das bedeutet, dass die Zeit, die zur vollständigen Abarbeitung eines Ereignisses im FLT benötigt wird, nicht von vornherein festgelegt ist. Da alle Spurkandidaten am Eingang der Trigger Decision Unit (TDU) - einer Hardware-Komponente, welche die Entscheidung über das Akzeptieren oder Verwerfen eines Ereignisses trifft - gesammelt werden, hängt die Abarbeitungszeit insbesondere von der Spurmultiplizität eines Ereignisses ab.

Der Second Level und Third Level Trigger (SLT und TLT)

Die zweite Triggerstufe (SLT) wird von 240 PCs gebildet, die die zum Second Level Buffer (SLB) gesendeten Detektorinformationen aller Spurdetektoren bearbeiten, die zu Ereignissen gehören, welche vom FLT akzeptiert wurden. Jeweils einer dieser PCs bearbeitet die Detektorinformationen eines Ereignisses und verbessert mit den zusätzlich zur Verfügung stehenden Informationen die Qualität der Spurrekonstruktion des FLT. Mit Hilfe von Driftzeitmessungen des OTR ist der SLT in der Lage, die Auflösung der Spurparameter zu verbessern. Weiterhin werden die Spurkandidaten von Leptonpaaren durch den Magneten und den Vertex-Detektor in Richtung des Targets bis zum gemeinsamen Vertex zurückverfolgt. Schnitte auf die Vertex-Parameter sorgen für die Untergrundunterdrückung. Die Reduktion der Rate, die durch den SLT erreicht wird, beträgt etwa 100.

Sobald einer der Rechenknoten des SLTs ein Ereignis akzeptiert hat, liest dieser PC die gesamten Informationen des Ereignisses aus dem SLB. Der Algorithmus der dritten Triggerstufe, der ebenfalls auf der Rechnerfarm des SLTs ausgeführt wird, kann damit eine vollständige Spur- und Vertexanpassung im Vertex-Detektor vornehmen für Teilchen, die nicht im Trigger sind. Die Ereignisrate wird hier nochmal um einen Faktor 10 reduziert.

Die vierte Triggerstufe (4LT)

Nach Durchlaufen der zweiten und dritten Triggerstufe ist die Ereignisrate genügend reduziert worden, um eine komplette Ereignisrekonstruktion mit Hilfe einer weiteren Rechnerfarm durchzuführen. Eine endgültige Ereignisauswahl kann getroffen werden, um, falls nötig, die Rate, mit der die Ereignisse archiviert werden, weiter zu reduzieren. Gleichzeitig laufen Prozesse, die der Kalibration und Alignierung des Detektors und der Überwachung der Datenqualität dienen.

Das Datennahmesystem

Das Datennahmesystem koordiniert das Auslesen der Detektordaten, verteilt sie an die entsprechenden Triggerstufen und sorgt für die Synchronisation bei der Zusammenführung aller Informationen aus den einzelnen Subdetektoren, die zu demselben Ereignis gehören. Eine für jeden Subdetektor individuelle Ausleseelektronik stellt die Signale am FED-System (Front End Driver System) zur Verfügung. Man bezeichnet mit Front End den Teil des Datennahmesystems, der sich am nächsten zum Detektor befindet. Das FED-System gibt einerseits die von den Pretriggern und dem FLT benötigten Daten zur Prozessierung an die entsprechenden Systeme und speichert andererseits alle Detektordaten in einem Puffer zwischen. Dieser Puffer kann die Detektordaten von 128 aufeinander folgenden Ereignissen speichern, sodass die Zeit von 128×96 ns $= 12\ \mu$s für eine Triggerentscheidung des FLTs zur Verfügung steht. Überschreitet die FLT-Prozessierungszeit eines Ereignisses diese Zeit, werden die zugehörigen Daten überschrieben. Trifft der FLT aber eine positive Triggerentscheidung, so wird vom Fast Control System (FCS) die Übertragung aller Detektordaten zu diesem Ereignis aus den FED-Datenpuffern zum Second Level Buffer (SLB) initiiert. Zur eindeutigen Zuordnung der Daten aller – von Subdetektor zu Subdetektor verschiedenen – FED-Systeme werden die Daten vom FCS mit einer eindeutigen Identifikationsnummer und der Bunch- Crossing-Nummer (BX-Nummer) markiert. Auf diese Weise ist die Synchronisation der einzelnen Subdetektoren untereinander gesichert. Da die Bunch-Crossing-Nummer der eindeutigen Zuordnung eines Ereignisses zu einem bestimmten Protonen-Bunch des HERA-Protonenstrahls dient und die Kapazität des Speicherrings theoretisch 220 Bunche beträgt, wird das Hochzählen der BX-Nummer nach Durchlauf von 220 vollen und leeren Bunchen von neuem begonnen. Der SLB stellt den Rechenknoten der SLT-Farm die nötigen Daten bereit, um eine Triggerentscheidung zu treffen. Entscheidet der SLT-Algorithmus, dass das Ereignis, welches er gerade analysiert hat, auf der dritten Stufe weiterprozessiert werden soll, fordert der entsprechende das Ereignis bearbeitende Prozessor die Daten aller rund 620.000 Detektorkanäle an. Diese werden im lokalen Speicher des Prozessors gespeichert, und der Algorithmus der dritten Triggerstufe (TLT), dem nun die Detektordaten vollständig zur Verfügung stehen, wird auf dem Prozessor gestartet. Akzeptiert auch der TLT das Ereignis, werden alle Daten des Ereignisses über eine Fast-Ethernet-Verbindung zur 4LT-Farm übertragen, wo sie eine vollständige Rekonstruktion erfahren. Alle Ereignisse, die auch vom 4LT akzeptiert werden, werden auf Speichermedien, wie Festplatten oder Magnetbänder, gespeichert.

Kapitel 3

Das RICH-Multiplizitätsvetosystem

In diesem Kapitel wird ein Überblick über das RICH-Multiplizitätsvetosystem gegeben. Zuerst werden die Gründe für den Einsatz eines Vetosystems erläutert. Es wird beschrieben, aus welchen Gründen der RICH-Detektor als Subdetektor zum Betrieb des Vetosystems gewählt wurde und es werden Untersuchungen zur geometrischen Position des Bereiches der RICH-Fokalebene, der vom Vetosystem genutzt wird, zusammengefasst. Es wird das Vetosystem als modulares System vorgestellt und eine Zusammenfassung der Funktionen seiner Komponenten gegeben. Zuletzt werden Daten präsentiert, die nach erfolgreicher Installation des Vetosystems in das HERA – B Experiment im Dezember 2001 bzw. Juli 2002 genommen wurden. Dabei wurde das Vetosystem für den Betrieb eines nicht verzerrenden Wechselwirkungstriggers verwendet.

3.1 Gründe für den Einsatz eines Vetosystems im HERA – B Experiment

Das HERA – B Experiment ist wegen der hohen Anzahl erzeugter Reaktionsprodukte der inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen auf ein leistungsfähiges Triggersystem angewiesen, um die physikalisch interessanten Ereignisse zu erkennen und zu speichern. Das HERA – B Experiment nutzt dazu – wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben – eine Triggerkette bestehend aus Pretriggern und dem vierstufigen Triggersystem. Da die Pretrigger und die erste Triggerstufe rein Hardware-basierte Systeme sind, ist die Zeit für die Bearbeitung eines Ereignisses für diese Glieder der Triggerkette stark beschränkt. Wegen der endlichen Speichertiefe der elektronischen Komponenten muss ein Ereignis abgearbeitet werden, bevor es von folgenden Detektorinformationen eines späteren Ereignisses überschrieben wird. Überschreitet die Prozessierungszeit eines Ereignisses eine vorgegebene Latenzzeit wird das entsprechende Ereignis vom FCS (Fast Control System) verworfen.

In Ereignissen, die eine sehr hohe Treffermultiplizität im Detektor aufweisen, werden im FLT (First Level Trigger) vermehrt Triggernachrichten erzeugt. Der Grund dafür ist der Algorithmus des FLT, der eine Spur durch den Detektor verfolgt, indem er Treffer in begrenzten Fenstern – Regions of Interest (RoIs) – mit zuvor ermittelten Spurkandidaten zusammenfügt. Die RoIs werden von den Pretriggern geliefert. Ist die Treffermultiplizität eines Ereignisses hoch, ist die Trefferdichte in den RoIs entsprechend höher, sodass dem FLT mehr Möglichkeiten geboten werden, Spuren aufgrund zufälliger Koinzidenzen zu rekonstruieren, welche die Triggerbedingungen erfüllen. An den Stellen der verarbeitenden Elektronik, an denen die Ereignisinformationen nicht nach einem vorgegebenen Takt bearbeitet werden, sondern ereignisgetrieben prozessiert werden und daher abhängig von der individuellen Datenmenge eines Ereignisses sind, kann es zu einer Anhäufung der Daten kommen. Die Abarbeitung der Triggernachrichten wird dadurch verlangsamt und es kommt zur Überschreitung der maximal zur Verfügung stehenden Zeit, sodass das FCS die entsprechenden Ereignisse verwirft. Ereignisse mit hoher Treffermultiplizität können daher zu einer Ineffizienz des FLT führen. Der FLT ist aber aufgrund seines Spurrekonstruktionsalgorithmus besonders sensitiv auf derartige Ereignisse. Dies führt zu einer Erhöhung der Untergrundereignisse.

Die Treffermultiplizität im Detektor und die Anzahl primärer Wechselwirkungen, die in einem Ereignis stattfanden, sind korreliert. Der FLT akzeptiert daher bevorzugt Ereignisse mit einer hohen Anzahl überlagerter Wechselwirkungen. Der physikalische Inhalt dieser Ereignisse ist in den meisten Fällen wegen der begrenzten Auflösung der Subdetektoren jedoch unbrauchbar. Für das neue Physik-Programm von HERA−B, in dem Untersuchungen zu Teilchenproduktionen in Abhängigkeit des wechselwirkenden Materials durchgeführt werden sollen, ist eine Zuordnung der Wechselwirkungen zu den Target-Drähten, an denen sie stattgefunden haben, unerlässlich. Zusätzlich verursachen Ereignisse mit hoher Multiplizität bei ihrer Analyse hohe Bearbeitungszeiten. Muss eine erneute Rekonstruktion der Ereignisse z.B. durch den SLT durchgeführt werden, ist die dafür benötigte Zeit für Ereignisse hoher Multiplizität entsprechend hoch. Aus diesem Grund wurden bei der Analyse der Daten, die in den Jahren 1999/2000 aufgezeichnet wurden, typischerweise Ereignisse nicht in die Analysen einbezogen, deren Treffermultiplizität eine Schwelle von 2500 Treffern im RICH-Detektor überschritt [Hus 01a]. Desweiteren konnte gezeigt werden, dass weniger als 5% der Ereignisse mit hoher Multiplizität, die im Jahre 2000 aufgezeichnet wurden, ein J/ψ-Signal enthielten [Ada 01a]. Abbildung 3.1 zeigt die invariante Masse von Myon-Paaren, die einem J/ψ-Zerfall zugeordnet wurden, in Abhängigkeit von der Anzahl der Photonen im RICH-Detektor. Die J/ψ-Kandidaten stammen aus einer selektierten Untermenge der Daten aus der Datennahme-Periode 2000. Zu sehen ist, dass kaum Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten auftraten, die mehr als 2500 Photonen im RICH erzeugten.

Durch den Einsatz eines Vetosystems werden Ereignisse sehr hoher Multiplizität unterdrückt, um einer Ineffizienz des FLTs vorzubeugen. Gleichzeitig schließt man Ereignisse mit einer zu hohen Anzahl überlagerter Wechselwirkungen aus und erhöht dadurch die Rekonstruktionseffizienz, da Wechselwirkungen eindeutig den Target-Drähten zugeordnet werden können. Der Verlust an Signal-Ereignissen durch Verwerfen von Ereignissen hoher Multiplizität ist gering, wie Erfahrungen der Datennahme-Periode 2000 gezeigt haben. Nur wenige solcher Ereignisse stellen ein Signal-Ereignis dar.

3.2 Wahl des Subdetektors für das Vetosystem

Die Verwendung eines Multiplizitätsvetosystems zur Unterstützung des FLTs bei Ereignissen mit einer sehr hohen Multiplizität war bereits im Entwurf des HERA−B Ex-

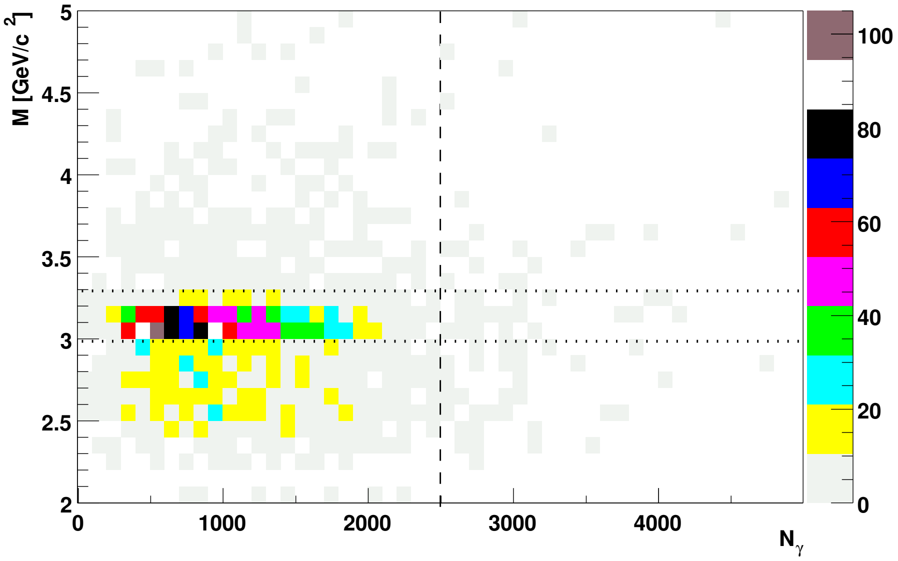

Abbildung 3.1: *Die invariante Masse von Myon-Paaren in Abhängigkeit der Photonen im RICH-Detektor. Der Bereich zwischen den waagerechten Linien deutet den Massenbereich des* J/ψ *an. Die vertikale Linie zeigt den Schnitt* $N_\gamma < 2500$ *auf die Treffermultiplizität* N_γ *im RICH , wie er in Analysen der Daten aus dem Jahre 1999/2000 verwendet wurde. Oberhalb von 2500 detektierten Photonen im RICH finden sich kaum* J/ψ*-Kandidaten.*

periments vorgesehen. Dazu soll die Energiesumme im inneren Teil des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet werden. Die Aufsummierung der Energie wird dabei vom Ecal Energie Inhibit (EEI) durchgeführt. Liegt die Energiesumme oberhalb einer einstellbaren Schwelle, verhindert das EEI die Bearbeitung des entsprechenden Ereignisses durch den FLT. Die Komponenten des EEI wurden entwickelt und befinden sich noch in der Testphase. Die Elektronik des EEI besteht aus einem analogen Teil, welcher die Summation der Zellenenergien im ECAL mit Hilfe der analogen Signale der Photomultiplier durchführt, und einem digitalen Teil, der für die Erzeugung und Bereitstellung des Veto-Signals verantwortlich ist. Aufgrund technischer Probleme, die auf dem Zusammenspiel des analogen Teils mit dem digitalen Teil beruhen, konnte das EEI während der Datennahme-Periode 1999/2000 noch nicht verwendet werden.

Wegen der technischen Schwierigkeiten wurde die Entwicklung eines zusätzlichen Vetosystems angeregt, welches ausschließlich digitale Signale geeigneter Subdetektoren verwendet, um eine Veto-Entscheidung zu erzeugen. Aus diesem Grund wurden Studien durchgeführt, welche die Korrelation der Multiplizität unter den möglichen Subdetektoren des HERA – B Experiments untersuchten. Die betrachteten Subdetektoren setzten sich aus dem inneren Teil des ECALs, dem RICH und verschiedenen Superlagen (PC1-PC4, TC1, TC2) des Spurkammersystems zusammen. Die Studien zeigten, dass die einzelnen Subdetektoren hoch korrelierte Multiplizitäten aufwiesen. Die Kombination von Spurkammerlagen mit dem RICH wies dabei größere Korrelationen auf

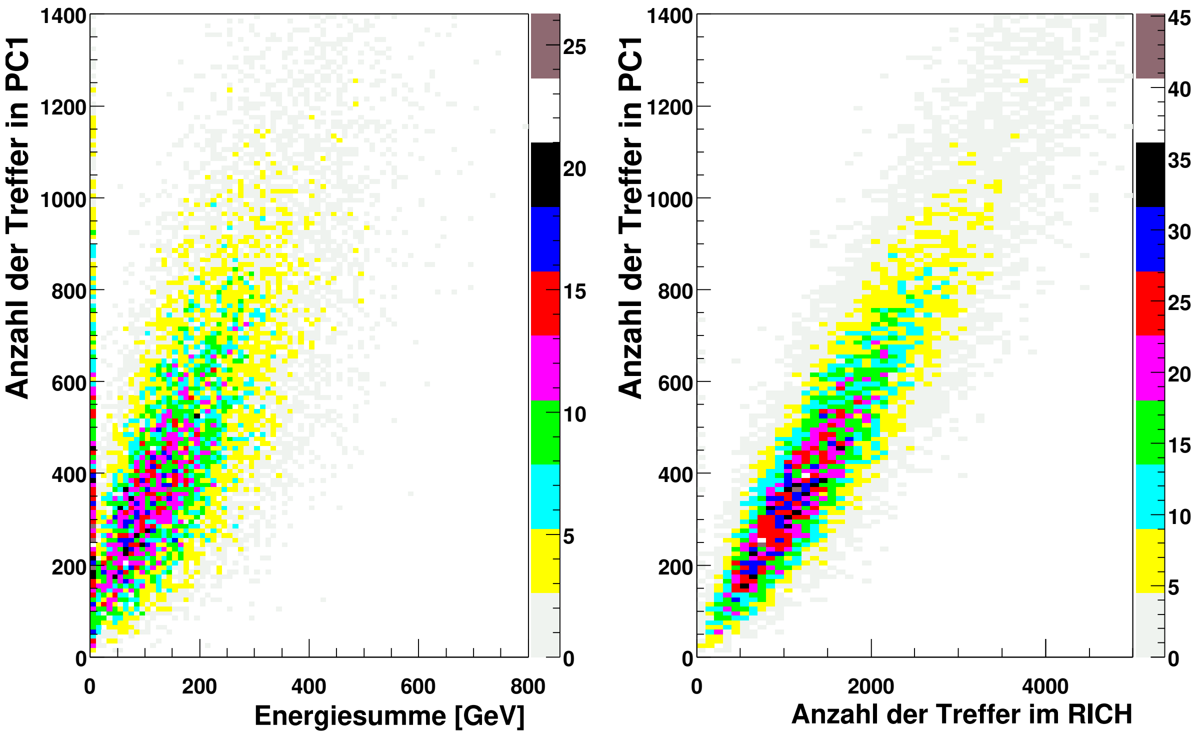

Abbildung 3.2: *Die Korrelation der Multiplizität in der Spurkammerlage PC1 und der Energie im inneren Teil des ECALs, sowie die Korrelation der Multiplizität in der Lage PC1 und im RICH. Die Multiplizität im RICH weist eine höhere Korrelation mit der Multiplizität der Spurkammerlage PC1 auf als die Energie im inneren Teil des ECALs.*

als Kombination des ECAL mit den entsprechenden Lagen des Spurkammersystems. Um den FLT, welcher die Informationen der Lagen PC1, PC4, TC1 und TC2 des Spurkammersystems nutzt, mit dem Einsatz eines Vetosystems zu unterstützen, ist daher der RICH-Detektor gut geeignet [Ada 02]. In Abbildung 3.2 ist exemplarisch die Korrelation zwischen der Lage PC1 des Spurkammersystems und dem ECAL sowie die Korrelation zwischen PC1 und dem RICH gezeigt. Ein zusätzliches Argument für die Verwendung des RICH als Subdetektor für das Vetosystem war die technisch einfachere Lösung, die Komponenten des FED-Systems (Front End Driver, FED) mit dem Vetosystem zu verbinden. Während bei Verwendung des Spurkammersystems eine lange Verbindung über Flachbandkabel nötig gewesen wäre, boten die FED-Tochterkarten des RICH-Detektors die Möglichkeit, Komponenten des Vetosystems mit einer Steckverbindung mit der Ausleseelektronik zu verbinden. Da sich das Spurkammersystem und der RICH physikalisch gleichermaßen für den Betrieb des Vetosystems eignen, aber die Zugänglichkeit zur Elektronik des RICH einfacher ist, wurde die Entscheidung getroffen das Vetosystem für den RICH-Detektor zu konstruieren [Cru 02].

3.3 Geometrische Position des vom Vetosystem verwendeten Bereiches im RICH

Für die Speicherung der digitalen Daten der Photomultiplier des RICH ist das FED-System zuständig. Die Elektronik des RICH-FED-Systems ist über insgesamt 14 FED-Crates verteilt. Jedes dieser 14 Crates enthält Elektronik, welche für die Auslese eines bestimmten Bereiches der RICH-Fokalebene verantwortlich ist. Um den Aufwand für die Installation des Vetosystems möglichst gering zu halten, und um ein funktionierendes Vetosystem schon zu Beginn des Messbetriebs nach der Umbau-Phase des HERA-Beschleunigers im Jahre 2001 nutzen zu können, wurde eine Teilbestückung der Ausleseelektronik des RICH in Betracht gezogen. Um zu klären, ob die Treffermultiplizität in einem Bereich, der durch ein FED-Crate abgedeckt wird, die Trefferverhältnisse in der gesamten RICH-Fokalebene wiederspiegelt, wurde die Korrelation der Trefferanzahl in den einzelnen FED-Crates und dem gesamten RICH untersucht. In Abbildung 3.3 ist die Korrelation zwischen der Trefferanzahl in FED-Crate 13 und der gesamten Fokalebene exemplarisch gezeigt. Außerdem sind die Korrelationskoeffizienten für alle vorhandenen RICH-FED-Crates gezeigt. Es wurden 255773 Ereignisse des Datensatzes Run16784 betrachtet. Sie wurden im Juli 2000 aufgezeichnet und im März 2001 mit ARTE-03-08-r5 zum zweiten Mal reprozessiert. Die Korrelationskoeffizienten ρ_{xy} sind für Verteilungen der Werte x und y gegeben durch

$$\rho_{xy} = \frac{\mathrm{cov}[x,y]}{\sigma_x \sigma_y} \,. \tag{3.1}$$

Die Kovarianz der Variablen x und y ist

$$\mathrm{cov}[x,y] = E[(x-\mu_x)(y-\mu_y)] = E[xy] - \mu_x \mu_y \,. \tag{3.2}$$

Dabei sind $E[x] = \mu_x$ der Erwartungswert von x, $E[y] = \mu_y$ der Erwartungswert von y und $E[xy]$ der Erwartungswert des Produktes xy. Mit σ_x und σ_x sind die Standardabweichungen von x und y bezeichnet. Die Fehler der Korrelationskoeffizienten $\sigma_{\rho_{xy}}$ wurden über

$$\sigma_{\rho_{xy}} = \sqrt{\frac{1}{N}\left(1-\rho_{xy}^2\right)^2} \tag{3.3}$$

bestimmt, wobei N die Anzahl der betrachteten Ereignisse ist.

In Abbildung 3.3 (rechts) ist zu sehen, dass die Treffermultiplizitäten im gesamten RICH und in den einzelnen FED-Crates hoch korreliert sind. Das bedeutet, dass die Trefferverhältnisse im gesamten RICH sehr gut durch einen Bereich, der von einem FED-Crate abgedeckt wird, wiedergegeben werden. Für die Erzeugung einer Veto-Entscheidung ist eine Betrachtung der Treffermultiplizität in einen FED-Crate ausreichend. Für die Korrelationskoeffizienzen ρ_{xy} der 14 FED-Crates gilt $\rho_{xy} \geq 89\,\%$. Aus der Abbildung kann man entnehmen, dass zusätzlich zur hohen Korrelation jedes FED-Crate nahezu gleiche Voraussetzungen für den Betrieb eines Vetosystems bietet, da die Werte für die Korrelationskoeffizienten untereinander nur kleine Abweichungen zeigen. Die beiden Pfeile weisen auf die Korrelationskoeffizienten der FED-Crates hin, in denen Veto-Komponenten installiert wurden. Die Nummerierung der FED-Crates

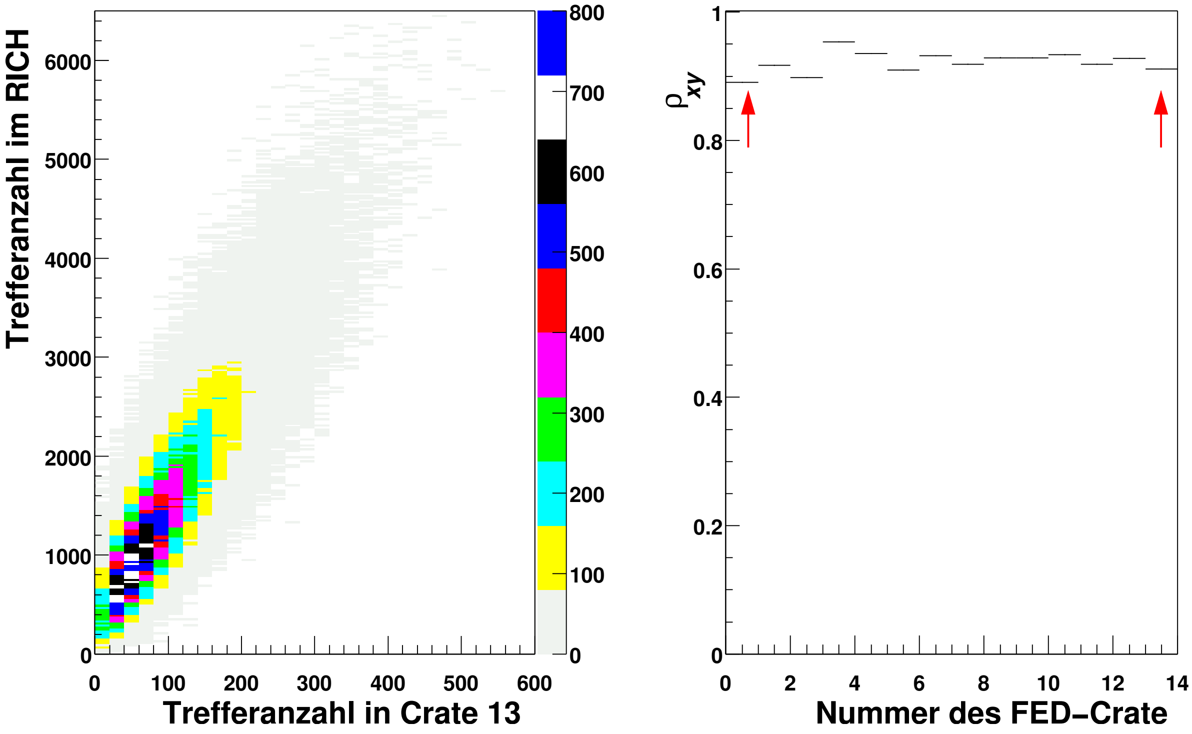

Abbildung 3.3: *Die Korrelationen der Treffer in den FED-Crates und der gesamten Fokalebene. Links ist exemplarisch die Korrelation der Treffer in FED-Crate 13 und dem RICH gezeigt. Aus allen 14 solcher Korrelationsdiagramme wurden die Korrelationskoeffizienten* ρ_{xy} *bestimmt. Die Korrelationskoeffizienten für alle 14 FED-Crates sind im rechten Diagramm gezeigt.*

wird im Folgenden bei 0 begonnen. Der Bereich, der vom Vetosystem in der kommenden Datennahme-Periode verwendet wird, wird durch FED-Crate 0 und FED-Crate 13 abgedeckt. Elektronische Komponenten des Vetosystems befinden sich zusammen mit den Komponenten des FED-Systems in diesen beiden Crates. Die Bereiche, welche durch die beiden ausgewählten FED-Crates in der RICH-Fokalebene abgedeckt werden, sind in Abbildung 3.4 farblich hervorgehoben. Im Folgenden werden die beiden getrennten Bereiche zusammenfassend als Vetobereich bezeichnet. Mit dieser Wahl der beiden FED-Crates wurden mögliche Folgen auf die Veto-Entscheidung durch die geometrische Position der vom Vetosystem verwendeten Bereiche minimiert. Die beiden Bereiche wurden so gewählt, dass keiner Richtung ein besonderes Gewicht zukommt. Das Vetosystem deckt bei dieser Wahl die positive und negative x- bzw. y-Richtung ab.

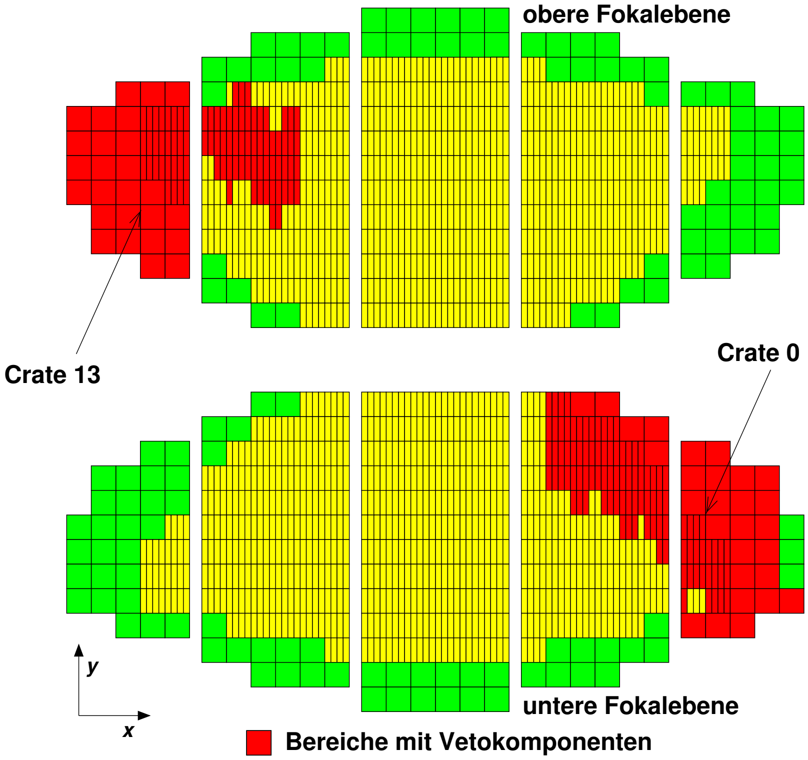

Abbildung 3.4: *Die Fokalebene des RICH-Detektors und die Bereiche, die von der Ausleseelektronik in FED-Crate 0 und FED-Crate 13 abgedeckt sind. In diesen beiden FED-Crates sind Komponenten des Vetosystems installiert.*

3.4 Die Komponenten des Vetosystems

Das RICH-Vetosystem [Cru 01] ist ein modulares System. Es besteht aus vier Komponenten. Ein schematischer Überblick über die Komponenten und ihre Verbindungen mit der bereits vorhandenen Ausleseelektronik ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Die erste Komponente wird durch die Base-Sum-Card (BSC) gebildet, welche jeweils die Trefferdaten, die von einer FED-Tochterkarte bereitgestellt werden, aufsummiert. Die zweite Komponente ist die FED-Sum-Card (FSC), welche die Zwischensummen von maximal 8 BSCs, also einem FED-Crate, aufaddiert. Die FSC erzeugt ein FAST-Vetosignal, das zum stoppen des ECAL-Pretriggers vorgesehen ist. Das FAST-Vetosignal kann alternativ zur Realisierung eines Wechselwirkungstriggers verwendet werden, indem es zum FCS übertragen wird, welches bei einer positiven Triggerentscheidung die Auslese aller Detektorinformationen initiiert. Die dritte Komponente, welche zugleich die Hauptkomponente des gesamten Systems darstellt, ist das Veto-Board (VB). Auf dem VB werden die Summen der FSCs addiert und mit den einstellbaren Schwellen für die Trefferanzahlen verglichen, um eine Veto-Entscheidung zu erzeugen. Zusätzlich wird die Entscheidung des EEIs berücksichtigt, um eine kombinierte Veto-Entscheidung zu treffen. Das VB besitzt einen FED-Speicher von dem aus die Veto-Entscheidung zum

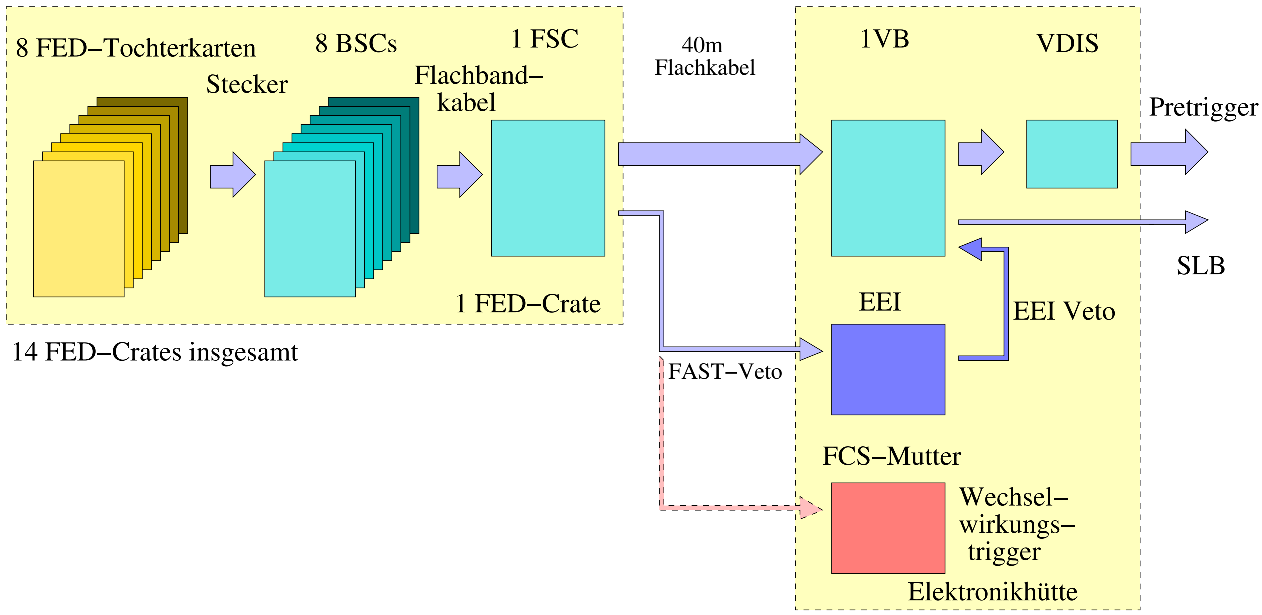

Abbildung 3.5: *Schematischer Überblick über das Vetosystem. Der modulare Aufbau besteht aus vier Komponenten, den Base-Sum-Cards (BSC), FED-Sum-Cards (FSC), dem Veto-Board (VB) und dem Veto-Distributor (VDIS). Die schematische Darstellung zeigt außerdem die Verbindungen zum EEI, der FCS-Mutterkarte, den Pretriggern und dem SLB [Cru 02].*

SLB übertragen wird, sodass sie in den Ereignisinformationen enthalten ist. Die vierte Komponente ist der Veto-Distributor (VDIS), der das Veto-Signal an den Myon- und High-p_T-Pretrigger verteilt. Im Folgenden werden die ersten drei Komponenten des Vetosystems beschrieben.

3.4.1 Die Base-Sum-Card (BSC)

Die Base-Sum-Card erhält die digitalisierten Daten der Photomultiplier, die von den FED-Tochterkarten bereitgestellt werden. Jedes FED-Crate besitzt bis zu 8 FED-Tochterkarten mit jeweils 256 Photomultiplier-Kathodenauslesekanälen. Die BSC addiert von den 256 vorhandenen Kanälen die Anzahl der Kanäle auf, die ein Photon registriert haben. Die BSC wurde als Aufsteckkarte auf die FED-Tochterkarte konzipiert. Auf diese Weise werden lange Kabelstrecken vermieden. Im Vetobereich, der von zwei FED-Crates gebildet wird, sind 15 statt 16 BSCs installiert. Das FED-Crate 13 enthält 7 statt 8 FED-Tochterkarten. Da eine FED-Tochterkarte nicht installiert ist, fehlen die letzten 256 Kanäle von FED-Crate 13. Die BSC bietet keine Möglichkeit einzelne Kanäle zu maskieren. Es lassen sich lediglich Blöcke von 32 Kanälen, was der Größe eines Eingangssteckers entspricht, maskieren. Ein einzelner heißer Kanal könnte daher nur auf Kosten von 31 funktionierenden Kanälen maskiert werden. Zur eindeutigen Zuordnung der errechneten Summe zum entsprechenden Ereignis wird die Summe mit der BX-Nummer versehen. Die Summe und die BX-Nummer werden zur zweiten Komponente – der FSC – gesendet. Aus technischen Gründen wird das letzte Bit – Least-Significant-Bit (LSB) – der Treffersumme nicht übertragen. Die Summen der BSCs, die zur FSC übertragen werden, sind daher immer gerade.

3.4.2 Die FED-Sum-Card (FSC)

Die FED-Sum-Card (FSC) addiert die Zwischensummen, die von bis zu 8 BSCs geliefert werden. Pro FED-Crate wird eine FSC betrieben. Die FSC besitzt eine Logik, die durch Vergleich der berechneten Summe mit einer einstellbaren Schwelle ein Veto-Signal (FAST-Veto) erzeugt, falls die Trefferanzahl oberhalb der programmierbaren Schwelle liegt. Dieses Signal wird über ein Lemo-Kabel übertragen. Der ursprünglich vorgesehene Zweck dieser Logik war die Übertragung eines schnellen Veto-Signals an das EEI zur Unterdrückung der Übertragung von Nachrichten des ECAL-Pretriggers zum FLT. Dieselbe Logik kann zur Realisierung eines nicht verzerrenden Wechselwirkungstriggers verwendet werden. Die Verwendung der Schwelle besitzt dabei eine andere Bedeutung. Es wird eine Mindesttrefferanzahl im FED-Crate gefordert. Das Signal wird an die FCS-Mutterkarte übertragen. Diese initiiert daraufhin die Auslese und Speicherung aller Detektordaten. Bleibt die Trefferanzahl im Bereich der Fokalebene, der durch das FED-Crate abgedeckt wird, in dem die FSC installiert ist, unterhalb der geforderten unteren Schwelle, wird das zugehörige Ereignis nicht gespeichert. Für diesen speziellen Betrieb ist eine andere Konfiguration des FCS-Systems nötig. Die Hauptaufgabe der FSC ist jedoch die Addition der Treffersummen der BSCs innerhalb des FED-Crates. Anschließend überträgt die FSC die ermittelte Summe zusammen mit der BX-Nummer an das Veto-Board. Während sich die BSCs und die FSCs direkt am Detektor befinden, ist das VB in der Elektronikhütte des HERA−B Experiments installiert. Daher ist eine Übertragung der Daten von den FSCs zum VB über Flachbandkabel nötig.

3.4.3 Das Veto-Board (VB)

Das VB ist die zentrale Komponente des Vetosystems. Seine Aufgabe ist die Addition der Treffersummen in den FED-Crates. Es ist in der Lage, die Trefferinformationen von bis zu 14 FED-Crates zu verarbeiten. Für die Datennahme-Periode 2002/2003 wird das VB die Daten der beiden genannten FED-Crates verarbeiten, die mit Veto-Komponenten bestückt sind. Auf dem Veto-Board sind zwei programmierbare Schwellen vorgesehen. Mit diesen beiden Schwellen lassen sich vier verschiedene Modi für die Erzeugung eines Veto-Signals realisieren. Die Abbildung 3.6 zeigt die vier möglichen Modi bei Verwendung einer oder beider Schwellen. Im ersten Modus, welcher der eigentlichen Aufgabe des Vetosystems entspricht, wird eine obere Schwelle für die Trefferanzahl im Vetobereich gesetzt, sodass ein Veto-Signal erzeugt wird, falls die Trefferanzahl oberhalb der Schwelle liegt. Die Ereignisse, für die eine positive Veto-Entscheidung getroffen wird, werden noch vor der Prozessierung durch den FLT verworfen. Im zweiten Modus werden durch Verwendung einer unteren Schwelle Ereignisse verworfen, die nicht mindestens eine Trefferanzahl oberhalb dieser Schwelle im Vetobereich aufweisen. Außerdem kann bei Verwendung beider Schwellen ein Fenster ausgewählt werden. Bei

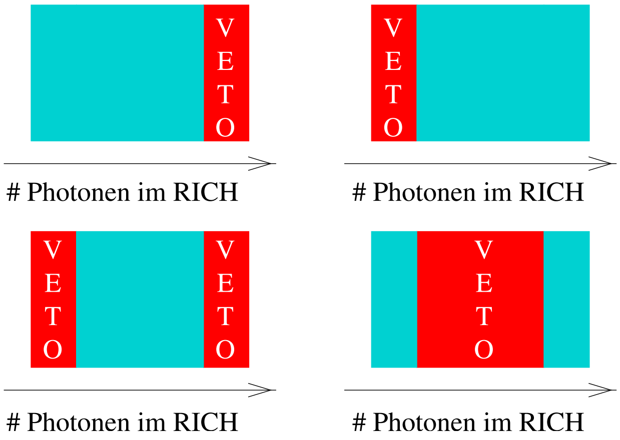

Abbildung 3.6: *Die vier einstellbaren Veto-Modi auf dem VB [Hus 01b]. Ein Veto-Signal wird je nach Verwendung einer oberen und/oder unteren Schwelle erzeugt.*

Verwendung des dritten Veto-Modus wird dabei ein Veto-Signal erzeugt, falls die Trefferanzahl eines Ereignisses außerhalb dieses Fensters liegt. Bei Verwendung des vierten Modus wird ein Veto-Signal erzeugt, falls die Treffersumme im Vetobereich innerhalb des Fensters liegt.

Das Veto-Board bietet außerdem die Möglichkeit, die Logik für die Erzeugung eines Veto-Signals durch Vergleich der Treffersumme mit den Schwellen zu umgehen. Das Veto-Signal wird stattdessen durch die FAST-Veto-Signale der FED-Sum-Cards erzeugt, die über eine logische ODER-Verknüpfung miteinander verbunden sind.

Bei beiden Methoden zur Erzeugung des Veto-Signals wird die Veto-Entscheidung des EEIs in den Datenpfad des VB integriert. Das Veto-Signal wird vom Veto-Distributor an den Myon- und High-p_T-Pretrigger verteilt. Bei einer positiven Veto-Entscheidung wird die Übertragung der Nachrichten zum FLT verhindert. Auf dem VB ist ein FED-Speicher nachgebildet, über den die Veto-Entscheidung und der Veto-Modus für Ereignisse, die vom Trigger akzeptiert werden, an den SLB übertragen werden. Die Veto-Entscheidung steht daher auch für spätere Analysen in den Ereignisdaten zur Verfügung. Wird das Vetosystem transparent betrieben, d. h. die Veto-Entscheidung wird in den Datenstrom geschrieben, hat aber keinen Einfluss darauf, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird, kann die Funktion des Vetosystems untersucht werden. Im Juli 2002 wurden Daten mit einem transparenten Vetosystem aufgezeichnet, um die Effizienz zu bestimmen. Auf die Bestimmung der Effizienz wird in Kapitel 6 genauer eingegangen.

3.5 Bestimmung der Treffermultiplizität im Vetobereich

Für die Analysen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, war eine Bestimmung der Treffermultiplizität innerhalb des Bereiches der RICH-Fokalebene, der von FED-Crate

0 und FED-Crate 13 abgedeckt wird, nötig. Dazu wurden aus den Ereignisdaten die Trefferinformationen im RICH-Detektor verwendet. Die durchschnittlichen Kanalbelegungen pro Ereignis der Kanäle des Vetobereichs, die aus dem Datensatz Run19145 bestimmt wurden, sind in Abbildung 3.7 zu sehen. Der farblich hervorgehobene Bereich der Kanalbelegung der letzten 1024 Kanäle von FED-Crate 13 entspricht den 256 Kanälen der nicht installierten FED-Tochterkarte. Da keine FED-Tochterkarte vorhanden ist, ist auch die entsprechende BSC nicht installiert. Daher liefern diese Kanäle keine Trefferinformationen, die vom Vetosystem aufsummiert und für die Entscheidung berücksichtigt werden. Die durchschnittlichen Kanalbelegungen, die aus den gespeicherten Ereignisdaten erzeugt wurden, zeigen, dass diese Kanäle in den Ereignisdaten Trefferinformationen enthalten. Die Kanäle werden beim Transfer der Detektorinformationen zufällig mit Trefferinformationen belegt. Um die Funktion des Vetosystems mittels Software zu emulieren, müssen die 256 Kanäle der nicht installierten FED-Tochterkarte in der Emulation maskiert werden.

Zusätzlich ist von einigen Kanälen bekannt, dass sie keine oder defekte Verbindungen zu den Photomultipliern besitzen. Diese Kanäle liefern ebenfalls Trefferinformationen, die mit den Ereignisdaten gespeichert werden. Solche Treffer wurden nicht von detektierten Photonen ausgelöst. Die Informationen der defekten Kanäle werden von den BSCs aufsummiert und gehen in eine Entscheidung der Elektronik ein. Für eine Emulation des Vetosystems mittels Software zur Untersuchung der Effizienz dürfen diese Kanäle für die Bestimmung der Treffermultiplizität im Vetobereich aus den gespeicherten Ereignisdaten nicht maskiert werden. Die durchschnittlichen Kanalbelegungen in Abbildung 3.7 weisen wenige heiße Kanäle auf. Diese dürfen bei einer Emulation ebenfalls nicht maskiert werden.

An den Strukturen der Kanalbelegungen erkennt man den Aufbau des Vetobereichs aus M4- und M16-Photomultipliern (siehe auch Abschnitt 2.3.2). Die größeren Strukturen, die eine höhere durchschnittliche Kanalbelegung aufweisen, gehören zu Kanälen der größeren M4-Photomultiplier. Wegen der größeren Detektionsfläche werden von den M4-Photomultipliern im Durchschnitt mehr Photonen registriert.

3.6 Inbetriebnahme des Vetosystems

Die Installation der Komponenten des Vetosystems wurde in zwei Stufen durchgeführt. Im November 2001 wurde das FED-Crate 13 mit Veto-Komponenten ausgerüstet. Es wurden sieben BSCs und eine FSC installiert. Mit dieser Konfiguration konnten erste Testdaten im Dezember 2001 genommen werden. Dabei wurde das FAST-Veto-Signal der FSC zu Realisierung eines nicht verzerrenden Wechselwirkungstriggers verwendet. Auf der FSC wurden nacheinander vier verschiedene untere Schwellen für die Treffersumme in FED-Crate 13 eingestellt. Die Trefferverteilungen für FED-Crate 13 sind in Abbildung 3.8 aufgeführt. Es sind die Trefferverteilungen der Datensätze Run18052, Run18055, Run18060 und Run18062 zu sehen. Die zugehörigen eingestellten Schwellen waren 10, 20, 100 und 50 Treffer.

In Abbildung 3.8 ist zu erkennen, dass die jeweilige Schwelle nicht unterschritten wurde. Auffällig ist, dass die Trefferverteilungen an der Schwelle anstatt einer scharfen Kante einen Anstieg aufweisen. Dieser Anstieg ist durch das Verwerfen der LSBs

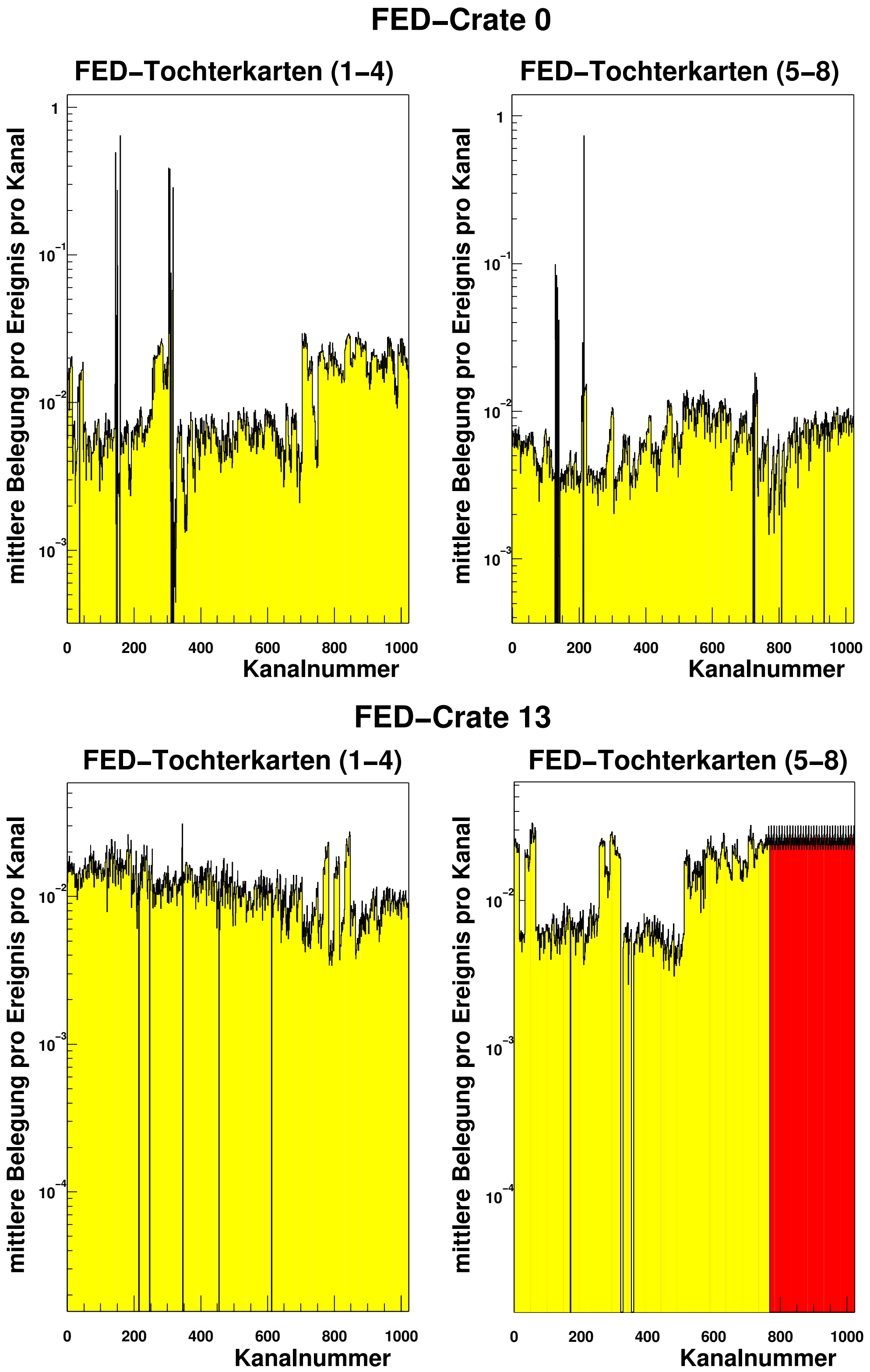

Abbildung 3.7: *Die mittleren Kanalbelegungen der Kanäle im Vetobereich. Im oberen Teil der Abbildung sind die ersten 1024 Kanäle von FED-Crate 0 (oben links) und die letzten 1024 Kanäle von FED-Crate 0 (oben rechts) gezeigt. Im unteren Teil sind die ersten 1024 Kanäle von FED-Crate 13 (unten links) und die letzten 1024 Kanäle von FED-Crate 13 (unten rechts) zu sehen. Die farblich hervorgehobenen Kanäle entsprechen der nicht installierten FED-Tochterkarte.*

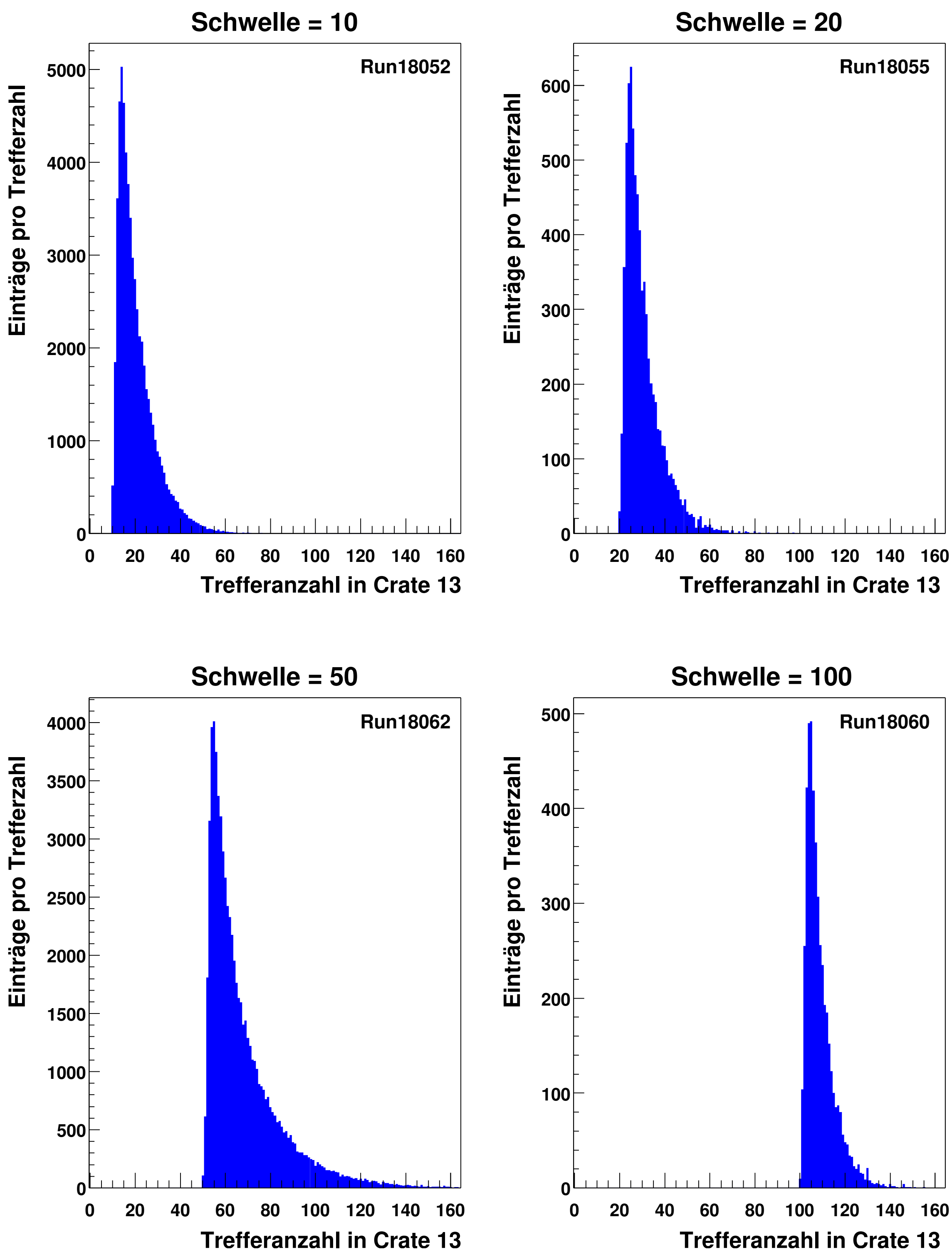

Abbildung 3.8: *Die Trefferverteilungen in FED-Crate 13 für vier verschiedene Datensätze mit jeweils unterschiedlicher unterer Schwelle. Es ist zu erkennen, dass die Mindesttrefferanzahl in FED-Crate 13 nicht unterschritten wurde.*

(Least-Significant-Bits) der BSC-Summen zu erklären [Cru 02]. Die Breite des Anstiegs entspricht daher der Anzahl der verwendeten BSCs. Die Verwendung der Veto-Komponenten bis einschließlich der FSC als nicht verzerrender Wechselwirkungstrigger konnte im Dezember 2001 erfolgreich getestet werden. Um eine zusätzliche Bestätigung der Funktionstüchtigkeit zu erhalten, wurden die Trefferverteilungen im gesamten RICH-Detektor untersucht. Sie sind in Abbildung 3.9 gezeigt. Auch in den Verteilungen für die Multiplizität im gesamten RICH liegen keine Treffersummen unterhalb der verlangten Mindesttrefferzahl in FED-Crate 13.

Nach der ersten Phase der Integration des Vetosystems in das HERA – B Experiment wurde in der zweiten Phase im März 2002 ein weiteres FED-Crate – FED-Crate 0 – mit 8 BSCs und einer FSC bestückt. Zusätzlich wurde das VB in der Elektronikhütte des HERA – B Experiments in Betrieb genommen. Die Funktion des gesamten Vetosystems wurde mit Daten überprüft, die im Juli 2002 aufgezeichnet wurden. Dabei wurde das Vetosystem im transparenten Modus betrieben (siehe Kapitel 6). Es wurde außerdem eine erneute Überprüfung der Funktionsweise als nicht verzerrender Wechselwirkungstrigger vorgenommen, da die Ansteuerung der Veto-Komponenten in den FED-Crates erstmals über das VB vorgenommen wurde, statt wie zuvor über einen Adapter in der Elektronikhütte. Um die Ansteuerung durch das VB zu überprüfen, wurden im Juli 2002 erneut Daten genommen, in denen das Vetosystem als Wechselwirkungstrigger betrieben wurde. Es wurden zwei Datensätze aufgezeichnet – Run19160 und Run19162 – in denen eine Treffersumme verlangt wurde, die oberhalb von 20 bzw. 50 lag. Um zu überprüfen, ob die gesetzte untere Schwelle für die Trefferanzahl im Bereich der Fokalebene, der von FED-Crate 13 abgedeckt wird, nicht unterschritten wurde, wurden die Verteilungen der Treffersummen in FED-Crate 13 aus allen Ereignissen gebildet, die vom Trigger akzeptiert wurden. Die Trefferverteilungen sind in Abbildung 3.10 gezeigt. Zusätzlich wurden die Trefferverteilungen im gesamten RICH-Detektor erzeugt, um eine weitere Bestätigung für die Funktionstüchtigkeit des Wechselwirkungstriggers zu bekommen. Verlangt man, dass Ereignisse eine Mindesttrefferanzahl in FED-Crate 13 besitzen, muss ebenfalls die Treffersumme des Ereignisses im gesamten RICH oberhalb der Schwelle liegen. Auffällig ist, dass die Trefferverteilungen für den gesamten RICH keinen durchgängigen Anstieg zeigen, sondern ein Absinken der Verteilung für Werte von 125 bis 200 bzw. 200 bis 300 Treffern. Dieses Absinken kommt durch die von Null verschiedene Wahrscheinlichkeit zustande, dass für einige Ereignisse die Trefferanzahl in FED-Crate 13 nicht repräsentativ für die Trefferanzahl im gesamten RICH war. Einige Ereignisse, die nicht die Mindesttrefferanzahl in FED-Crate 13 aufwiesen und nicht gespeichert wurden, besaßen jedoch entsprechend hohe Multiplizität in den anderen FED-Crates. Die gesamte Treffersumme dieser fehlenden Ereignisse lag innerhalb des Bereichs der Trefferverteilung, in dem das Absinken zu beobachten ist. Der umgekehrte Fall kann ebenfalls eintreten, was man daran erkennt, dass die Trefferverteilungen im gesamten RICH bis zur eingestellten Schwelle hinunterreichen. Dies bedeutet, dass Ereignisse auftraten, die die Mindesttrefferanzahl in FED-Crate 13 erzeugten, aber entsprechend wenige Treffer in den anderen FED-Crates. Dadurch kommt das Maximum für Werte von 125 bzw. 200 Treffern im RICH vor dem Absinken der Verteilungen zustande.

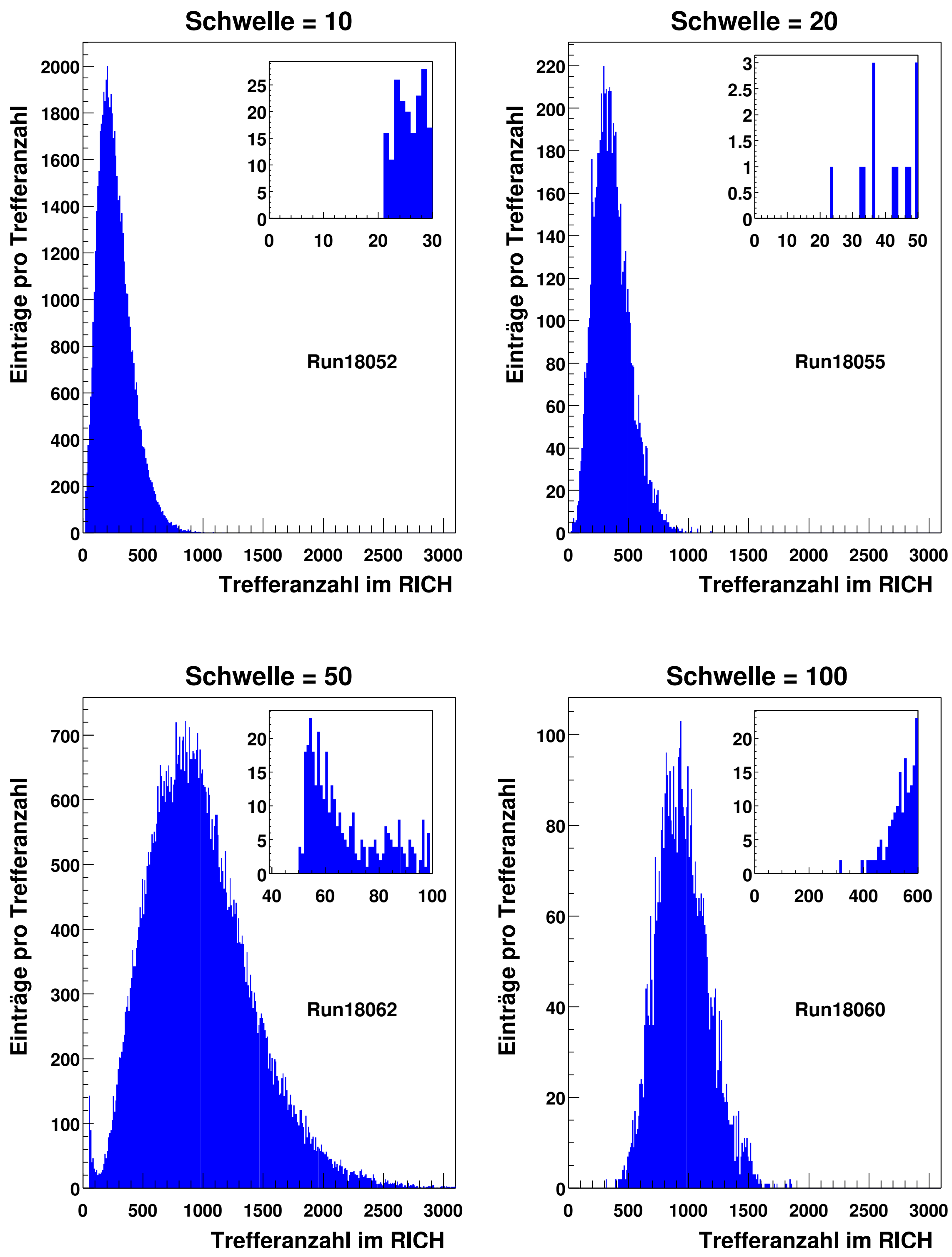

Abbildung 3.9: *Die Trefferverteilungen im gesamten RICH für die vier verschiedenen Datensätze mit jeweils unterschiedlicher unterer Schwelle. In den Ausschnittvergrößerungen ist der Bereich um die eingestellte Schwelle gezeigt. Zu erkennen ist, dass keine Treffersumme unterhalb der verlangten Mindestanzahl an Treffern in FED-Crate 13 liegt.*

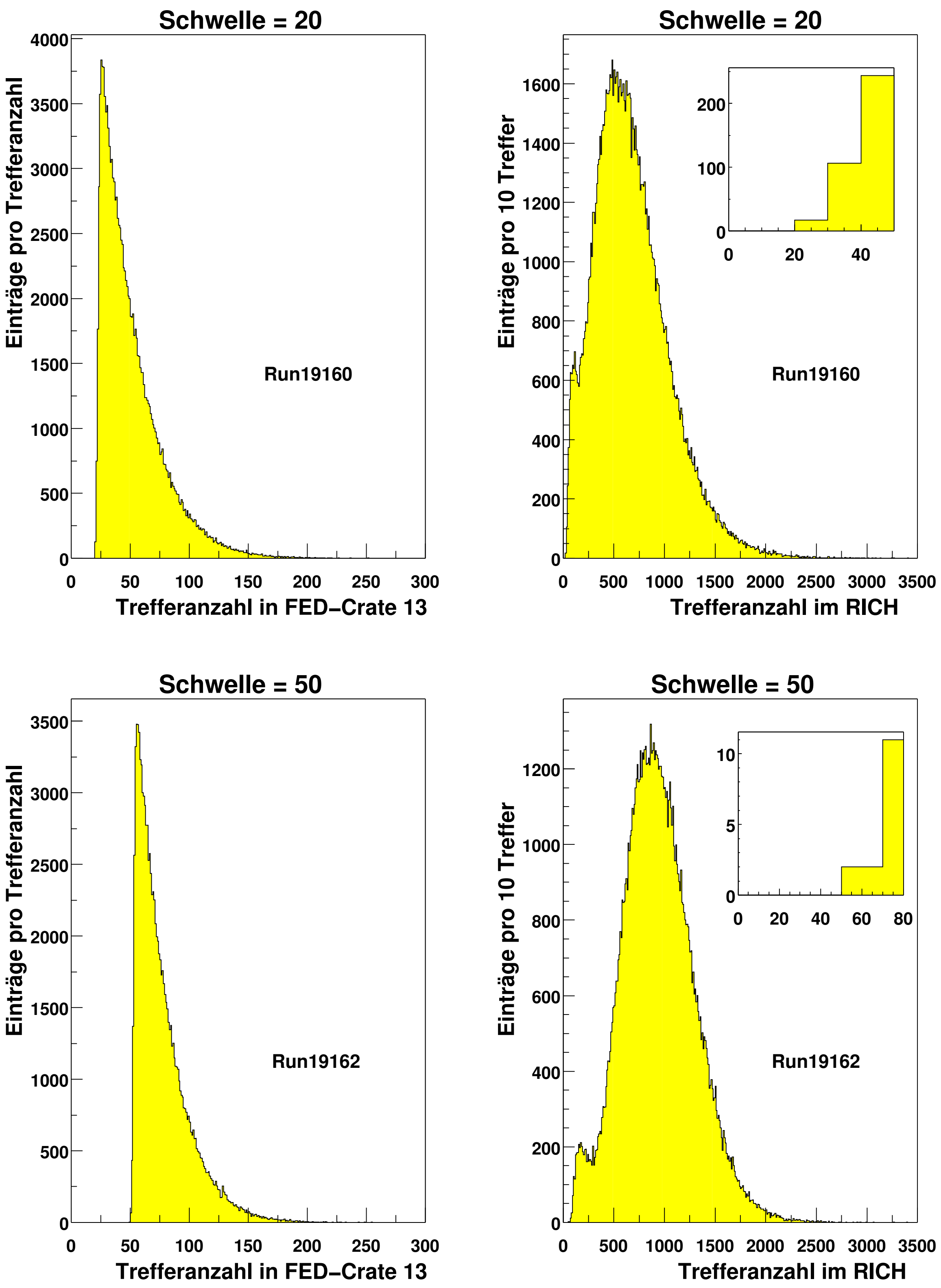

Abbildung 3.10: *Die Trefferverteilungen in FED-Crate 13 (links) und im gesamten RICH (rechts). In Run19160 (oben) wurden mindestens 20 Treffer in FED-Crate 13 verlangt. In Run19162 wurden mindestens 50 Treffer in FED-Crate 13 verlangt. Die Trefferverteilungen für den gesamten RICH bzw. die Ausschnittvergrößerungen im Bereich der Schwelle bestätigen die Funktionstüchtigkeit des Vetosystems bei Verwendung als Wechselwirkungstrigger. Es finden sich keine Ereignisse mit einer Trefferanzahl unterhalb der Schwelle.*

3.7 Zusammenfassung

Zu Beginn dieses Kapitels wurde die Notwendigkeit für den Einsatz eines Vetosystems erläutert. Die Prozessierung von Ereignissen mit hoher Treffermultiplizität durch den FLT kann dazu führen, dass sich die Nachrichten im Netzwerk des FLT vor ihrer Abarbeitung stauen, was zu einer Erhöhung der Bearbeitungszeit führt und im schlimmsten Fall, bei Überschreitung der maximal zur Verfügung stehenden Latenzzeit, das Verwerfen des gesamten Ereignisses durch das FCS zur Folge hat. Das ECAL Energy Inhibit, dessen Einsatz bereits im Entwurf des HERA – B Experiments vorgesehen war, verwirft Ereignisse deren Energiesumme im inneren Teil des ECAL s eine vorgeschriebene Schwelle übersteigt. Technische Probleme haben bisher aber den Einsatz des EEIs verhindert. Daher wurde ein zusätzliches Vetosystem mit einer anderen Art der Datenverarbeitung vorgeschlagen, welches die Detektorinformationen eines anderen Subdetektors nutzt. Studien haben ergeben, dass die Treffermultiplizitäten in den Subdetektoren, die für den Betrieb eines Vetosystems in Frage kommen, hoch korreliert sind. Die physikalischen Voraussetzungen sind daher für alle betrachteten Subdetektoren gleich. Zur Installation eines Vetosystems wurde der RICH-Detektor ausgewählt. Wegen der besseren Zugänglichkeit bietet die Ausleseelektronik eine einfache Möglichkeit für die Integration der elektronischen Komponenten des Vetosystems. Es wurde eine Studie präsentiert, in der die Trefferanzahlen in den einzelnen FED-Crates mit der Trefferanzahl im gesamten RICH-Detektor verglichen wurde. Es wurde gezeigt, dass die Treffersummen in den einzelnen FED-Crates ein sehr gutes Maß für die Treffermultiplizität in der gesamten RICH-Fokalebene sind. Eine Veto-Entscheidung kann durch Betrachtung der Treffersumme in einem FED-Crate getroffen werden.

Das Vetosystem ist ein modulares System, welches im Wesentlichen aus drei Komponenten besteht. Die Funktionen der einzelnen Komponenten Base-Sum-Card (BSC), FED-Sum-Card (FSC) und Veto-Board (VB) wurden in diesem Kapitel beschrieben. Es wurden FED-Crate 0 und FED-Crate 13 mit Veto-Komponenten ausgerüstet. Für die kommende Datennahme-Periode 2002/2003 wird die Veto-Entscheidung basierend auf der Treffermultiplizität in diesen beiden Crates getroffen werden. Eine programmierbare Schwelle auf der FSC erlaubt die Erzeugung eines FAST-Veto-Signals. Wird dieses Signal an das FCS übertragen, kann die Auslese aller Detektordaten initiiert werden. Basierend auf einer Mindesttrefferanzahl läßt sich damit ein nicht verzerrender Wechselwirkungstrigger realisieren.

Nach der Integration von 7 BSCs und einer FSC im November 2001 wurden erste Testdaten genommen, um die Funktionstüchtigkeit des Vetosystems als nicht verzerrender Wechselwirkungstrigger zu überprüfen. Es konnte gezeigt werden, dass die Trefferverteilungen die eingestellten Schwellen nicht unterschritten. Somit wurde die erste Phase der Inbetriebnahme des Vetosystems erfolgreich durchgeführt. Im März 2002 wurde das Vetosystem durch acht BSCs, eine FSC und das VB ergänzt. Im Juli 2002 konnte das Vetosystem zum ersten Mal vollständig während der Datennahme getestet werden. Eine erneute Überprüfung des Vetosystems bei Verwendung als nicht verzerrender Wechselwirkungstrigger nach Änderung der Ansteuerung der Veto-Komponenten wurde durchgeführt und die Funktionstüchtigkeit konnte bestätigt werden. Die Untersuchungen zur Effizienz des vollständigen Vetosystems werden in Kapitel 6 ausführlich behandelt.

Kapitel 4

Studien zum Einfluss des RICH-Vetosystems auf die Kinematik des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to \mu^+\mu^-$

Dieses Kapitel beinhaltet Studien, in denen der Einfluss des Vetosystems auf die Kinematik von J/ψ-Ereignissen untersucht wurde. Dabei wurden die Verteilungen der kinematischen Variablen Transversalimpuls p_T, Rapidität y, Pseudorapidität η und Feynman-Variable x_F für Signal-Ereignisse studiert. Da die Fähigkeiten des HERA – B Detektors auf den Nachweis des Zerfalls von b-Quarks, insbesondere den goldenen Zerfallskanal

$$\mathrm{B}^0/\bar{\mathrm{B}}^0 \to \mathrm{J}/\psi \mathrm{K}^0_S X \to l^+ l^- \pi^+ \pi^-,$$

abgestimmt sind (Kap. 1.1), werden Ereignisse, die J/ψ-Kandidaten enthalten, als Untermenge aus den betrachteten Daten, die mit Hilfe des Myonpaar-Triggers aufgezeichnet wurden, extrahiert. Diese selektierten Ereignisse werden in Signal- und Untergrundereignisse separiert. Insbesondere für die Bereiche des Physikprogramms für 2002/2003 (Kap. 1.2), die sich mit Charmonium-Physik befassen, sind die Untersuchungen bzgl. der J/ψ-Ereignisse wichtig, da in den entsprechenden Analysen ein möglicher Einfluss des Vetosystems im Resultat berücksichtigt werden müsste.

4.1 Die kinematischen Variablen

Typische kinematische Verteilungen, die zu Vergleichen von Messwerten zweier unterschiedlicher Experimente mit unterschiedlichen Schwerpunktsenergien dienen, sind die Verteilungen der Transversal- und Longitudinalimpulse der produzierten Teilchen. Die gebräuchlichsten Variablen zur Beschreibung der Kinematik von Teilchen werden im Folgenden beschrieben.

Der Transversalimpuls p_T

Der Transversalimpuls eines Teilchens ist definiert als

$$p_\mathrm{T} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \tag{4.1}$$

wobei p_x und p_y die Impulskomponenten in x- bzw. y-Richtung, senkrecht zur z-Richtung – der Flugrichtung der einlaufenden Protonen – sind. Der Transversalimpuls ist invariant unter einer Lorentztransformation in z-Richtung in ein Bezugssystem der Geschwindigkeit β. In Hadron-Hadron-Wechselwirkungen liegen die kinematisch erlaubten Transversalimpulse der Hadronen im Endzustand in der Größenordnung $\sqrt{s}/2$ (vgl. z. B. [Nac 86]). Der überwiegende Teil der erzeugten Teilchen im HERA – B Experiment, mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 41,6\,\mathrm{GeV}$, besitzt jedoch einen weitaus niedrigeren Transversalimpuls als den maximal möglichen Wert $p_{\mathrm{T}}^{\max} \cong \sqrt{s}/2 = 20,8\,\mathrm{GeV}$.

Die Feynman-Variable x_F

Die Longitudinalimpulse p_z der produzierten Teilchen im Schwerpunktsystem misst man in Vielfachen des maximalen Impulses $\sqrt{s}/2$ und definiert die Größe

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}}, \tag{4.2}$$

die man als Feynman-Skalenvariable bezeichnet.

Die Rapidität y

Die Rapidität ist eine Größe, die ebenfalls zur Beschreibung der longitudinalen Verteilung der produzierten Teilchen benutzt wird. Sie ist definiert als

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_z}{E}\right). \tag{4.3}$$

Dabei ist p_z die longitudinale Impulskomponente in Richtung des im Experiment einlaufenden Teilchens und E die Energie. Beide Größen p_z und E beziehen sich auf ein beliebiges, vorgegebenes Teilchen. Wie der Transversalimpulsbereich ist auch der Rapiditätsbereich durch die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ bestimmt. Eine Lorentztransformation in z-Richtung in ein Bezugssystem der Geschwindigkeit β liefert den Term $\ln(\gamma + \gamma\beta)$, welcher zur Rapidität addiert wird. Aus diesem Grund sind Differenzen der Rapidität invariant unter Lorentztransformation. Daher ist auch die Form der Rapiditätsverteilung invariant.

Die Pseudorapidität η

Die Pseudorapidität η ist eine Näherung der Rapidität y. Die Pseudorapidität stellt die erste Ordnung der Entwicklung der Rapidität für $p \gg m$ dar:

$$y = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{E+p_z}{E-p_z}\right] = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\sqrt{1+\frac{m^2}{p^2}}+\frac{p_z}{p}}{\sqrt{1+\frac{m^2}{p^2}}-\frac{p_z}{p}}\right]. \tag{4.4}$$

Mit der Entwicklung

$$(1+x)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \ldots \tag{4.5}$$

und den Substitutionen $\cos\theta = p_z/p$ und $x = m^2/p^2$ kann dies umgeschrieben werden zu

$$y = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\frac{1}{2}\left(1+\cos\theta+\frac{1}{2}x-\frac{1}{8}x^2+\dots\right)}{\frac{1}{2}\left(1-\cos\theta+\frac{1}{2}x-\frac{1}{8}x^2+\dots\right)}\right]. \tag{4.6}$$

Mit Hilfe der Identitäten

$$\cos^2\xi = \frac{1}{2}(1+\cos 2\xi) \quad \text{und} \quad \sin^2\xi = \frac{1}{2}(1-\cos 2\xi)$$

vereinfacht man zu

$$y = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\cos^2(\theta/2)+\frac{1}{2\cdot 2}x-\frac{1}{2\cdot 8}x^2+\dots}{\sin^2(\theta/2)+\frac{1}{2\cdot 2}x-\frac{1}{2\cdot 8}x^2+\dots}\right]. \tag{4.7}$$

Resubstitution von $x = m^2/p^2$ liefert

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\cos^2(\theta/2)+\frac{1}{4}(m/p)^2-\frac{1}{16}(m/p)^4+\dots}{\sin^2(\theta/2)+\frac{1}{4}(m/p)^2-\frac{1}{16}(m/p)^4+\dots}\right), \tag{4.8}$$

was bei Beschränkung auf die erste Ordnung

$$y \approx \frac{1}{2}\ln\tan^{-2}(\theta/2) \tag{4.9}$$

$$= -\ln\tan(\theta/2) \equiv \eta \tag{4.10}$$

die Pseudorapidität η ergibt. Da der Winkel, unter dem ein Teilchen im Detektor registriert wird, leicht zu messen ist, ist eine Bestimmung der Pseudorapidität möglich, auch ohne Kenntnis des Impulses oder der Masse des betrachteten Teilchens. Die Pseudorapidität ist für

$$p \gg m$$

und

$$\theta \gg 1/\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$$

identisch mit der Rapidität y [Gro 00].

4.2 Untersuchungen zu J/ψ-Ereignissen

Die Untersuchung von J/ψ-Zuständen und ihren Zerfällen ist, obwohl die ursprünglich vorgesehene Messung der CP-Verletzung über den goldenen Zerfallskanal nicht weiterverfolgt wird, eine sehr wichtige Komponente des Physikprogramms von HERA–B. Deshalb muss jeder Einfluss auf den J/ψ-Datensatz, der durch den Betrieb eines Vetosystems zustande kommen könnte, bekannt sein. Eine bevorzugte Selektion von Ereignissen mit bestimmter Kinematik kann das Resultat einer Messung, insbesondere der Abhängigkeit einer Messgröße von kinematischen Variablen, verzerren. Untersuchungen bezüglich der Kinematik von ausgewählten J/ψ-Ereignissen werden in diesem Kapitel vorgestellt.

4.2.1 Verwendete Daten

Die im Folgenden verwendeten Daten sind während der Datennahme-Periode 2000 genommen worden. Es handelt sich um Ereignisse, die mit Hilfe des Myonpaar-Triggers genommen wurden. Da zur Zeit der Datennahme der FLT (First Level Trigger) noch nicht in Betrieb war, wurde eine alternative Trigger-Strategie für den Myonpaar-Trigger entwickelt, welche die Pretrigger-Systeme mit dem SLT (Second Level Trigger) kombinierte. Das Netzwerk des FLT wurde dabei nur zum Weiterleiten der Pretrigger-Nachrichten verwendet. Der Myonpaar-Trigger verlangte zwei Spuren, welche das Koinzidenzschema des Myon-Pretriggers (Abbildung 2.7 auf Seite 25) erfüllten. Es wurde eine Spurrekonstruktion – im Folgenden als Tracking bezeichnet – im Myon-System durchgeführt, um Startpunkte – Regions of Interest (RoIs) – für den Algorithmus des SLTs zu liefern. Der Tracking-Algorithmus des SLTs verfolgte die Spuren bis zum Vertex-Detektor. Dabei wurden einige Schnitte angewendet, die weniger einschränkend waren, als sie es im Betrieb mit dem FLT gewesen wären. Der Grund dafür ist, dass die RoIs, die vom Myon-System geliefert wurden, größer waren als jene, die der FLT geliefert hätte. Eine detaillierte Beschreibung des Myonpaar-Triggers findet man in [Hus 01a]. Die Ereignisse wurden bei einer mittleren Wechselwirkungsrate am Target von 4-5 MHz teilweise mit nur einem Target-Draht (Innen II) und teilweise mit zwei Target-Drähten (Innen II und Unten I) – siehe Tabelle 2.1 auf Seite 15 – genommen. Eine Liste der Daten, die mit dem Myonpaar-Trigger genommen wurden, befindet sich in [Hus 01a]. Ein Teil dieser Daten wurde im Dezember 2001 und Januar 2002 mit der Rekonstruktions-Software ARTE-03-09-r5 [Alb 95] reprozessiert. Diese Reprozessierung war die letzte von insgesamt drei Reprozessierungen mit verschiedenen Versionen der ARTE-Software. Die in der folgenden Studie verwendeten Daten setzen sich also aus den Ereignissen zusammen, die während der Datennahme-Periode 2000 mit Hilfe des Myonpaar-Triggers aufgezeichnet und zum dritten Mal reprozessiert wurden. Es wurde der vollständige Myonpaar-Datensatz, insgesamt 90377 Ereignisse, der dritten Reprozessierung analysiert.

4.2.2 Selektion der Signal-Ereignisse

Um die im Folgenden untersuchten kinematischen Verteilungen von J/ψ-Teilchen zu erzeugen, wurde von einer sehr reinen Datenuntermenge ausgegangen. Diese Untermenge bestand aus Ereignissen, die in Folge der Reprozessierung als Kandidat für einen Zerfall des Typs $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ markiert wurden. Während der Reprozessierung laufen zusätzlich zur erneuten Rekonstruktion der Ereignisse, mit evtl. besserer Kenntnis der Detektoreigenschaften, Algorithmen zur Ereignisklassifizierung. Die Standardroutine `rcSelectJPSIMM`, welche für die Klassifizierung der $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Kandidaten verantwortlich ist, ist Teil der Analyse-Software ARTE. Die in diesem Kapitel mit ARTE-03-09-r6 analysierten Ereignisse wurden mit ARTE-03-09-r5 reprozessiert. Die Schritte, welche die Routine `rcSelectJPSIMM` während der Reprozessierung durchführt, um Ereignisse als Kandidat für den oben genannten Zerfall zu selektieren, sind:

- Suche nach zwei Myon-Spurkandidaten.

- Die Spurkandidaten besitzen entgegengesetzte elektrische Ladung.

- Beide Spurkandidaten sind getriggerte Spuren. Damit sind Spuren gemeint, deren Spurparameter schon während der Datennahme vom SLT bestimmt wurden und die erfolgreich während der vollständigen Rekonstruktion eines Ereignisses wiedergefunden werden. Dabei dienen dem Tracking während der Rekonstruktion diejenigen Spurparameter als Startwerte, die bereits vom Tracking-Algorithmus des SLTs bestimmt wurden.

- Die invariante Masse der zwei Myon-Kandidaten ist größer als 2 GeV.

- Aus Spurkandidaten, die alle diese Kriterien erfüllen, wird mittels des Programm-Pakets GROVER ein Vertex-Fit durchgeführt.

- Liefert GROVER ein $\chi^2 < 50$ bei einer Zahl von Freiheitsgraden $ndf = 1$, wobei die χ^2-Wahrscheinlichkeit ein Maß für die Qualität des Fits ist, wird das Ereignis als Kandidat für den Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ markiert.

Aus dem vorhandenen Myonpaar-Datensatz, in dem diese Ereignisklassifikation durchgeführt wurde, wurden alle Ereignisse, die als Zerfallskandidaten J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ markiert wurden, mit Hilfe der Analyseumgebung BEE [Gle 01b, Gle 01a, Gle 02] aufgearbeitet und zur weiteren Untersuchung gespeichert. Durch den Algorithmus der Spurensuche entstehen sogenannte Klonspuren. Gibt es Treffer, die nahe beieinander liegen, werden vom Rekonstruktionsalgorithmus mehrere Spuren mit sehr ähnlichen Spurparametern erzeugt, welche jedoch dieselbe physikalische Spur beschreiben. Die Aufarbeitung der Ereignisse mit der BEE-Software beinhaltet eine Routine, die dem Erkennen und Markieren von Klonspuren dient [Ple 01]. Alle Spuren, die von dieser Routine als Klonspur identifiziert wurden, wurden verworfen und gingen in die weitere Untersuchung nicht ein. Die Routine für das Entfernen der Klonspuren arbeitet dabei nach folgenden Prinzipien:

- Die Spuren müssen rekonstruierte geladene Spuren sein (außer es handelt sich um getriggerte Spuren).

- Die Spuren müssen ein VDS-Segment besitzen (dies gilt ebenfalls nicht für getriggerte Spuren, da solche Spuren das Kriterium automatisch erfüllen).

- Für alle Spuren wird eine charakteristische Größe bestimmt, welche die Summe der Treffer in den Subdetektoren VDS, ITR+OTR und RICH, die Existenz eines Clusters im ECAL und das χ^2 der Spur berücksichtigt.

- Geordnet nach dieser Größe, werden die Spuren nacheinander, beginnend mit derjenigen mit der größten Zahl, akzeptiert. Dabei werden Spuren übersprungen, die dasselbe VDS- oder ITR-OTR-Segment einer bereits akzeptierten Spur beinhalten. Gibt es kein Spursegment im Spurkammersystem (ITR+OTR), werden Spuren verworfen, die dasselbe RICH- oder ECAL-Segment beinhalten.

In den nach der oben beschriebenen Selektion ausgewählten Kandidaten für den Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ wurde in allen Spuren, die nach Durchlaufen der Routine zur Entfernung von Klonspuren übrig blieben, nach dem Myonpaar gesucht, dessen Wahrscheinlichkeit, dass es den Endzustand des J/ψ-Zerfalls bildet, am größten ist. Dafür wurden diejenigen Spuren, die mindestens einen Treffer im Myon-System erzeugt haben, entsprechend ihrer Ladung in μ^+- oder μ^--Kandidaten unterschieden und gespeichert. Aus allen Kombinationen von μ^+- und μ^--Kandidaten, die eine, vom Paket MuonID berechneten, Myon-Wahrscheinlichkeit (Myon-Likelihood) $lmmu > 0,001$ besaßen, wurde ein Vertex mit dem von BEE benutzen Paket zur Vertex-Rekonstruktion [Gle 01c], konstruiert. Das Paket MuonID bestimmt die Myon-Wahrscheinlichkeit eines Myon-Spurkandidaten auf der Basis der Trefferverteilungen um die Spur. Die Spurkandidaten sind dabei die Extrapolationen von OTR-Spursegmenten zum Myon-System. Ein Schnitt auf die Myon-Wahrscheinlichkeit $lmmu > 0,001$ sorgt z. B. dafür, dass Spuren, die von Hadronen erzeugt werden, nicht betrachtet werden. Die Trefferverteilung eines Hadrons besitzt eher die Form eines Schauers als einer Spur, was in der Bestimmung der Myon-Wahrscheinlichkeit berücksichtigt wird. Außerdem schneidet man einen Teil von unphysikalischen Spuren weg, die dadurch entstanden, dass die Extrapolationen von OTR-Spursegmenten mit Treffern im Myon-System, welche durch Untergrund im Myon-System erzeugt wurden, zusammengesetzt wurden [Fom 00]. Unter allen Kombinationen von Myonpaaren unterschiedlicher Ladung wurde diejenige selektiert, welche die beste χ^2-Wahrscheinlichkeit aufwies. Kombinationen mit $\chi^2 \leq 0,001$ wurden nicht betrachtet, um schlechte Vertizes auszuschließen. Die Kinematik des Myonpaares, das zu dem Vertex mit bester Qualität kombiniert werden konnte, wurde gespeichert.

Bestimmung der Treffermultiplizitäten

Zusätzlich zur Kinematik des Myonpaares wurde die Treffermultiplizität des Gesamtereignisses im RICH und in den einzelnen Bereichen des RICH gespeichert. Die einzelnen Bereiche werden anhand der FED-Crates (Front End Driver, FED) unterschieden. In jedem dieser Crates ist die entsprechende Front-End-Elektronik untergebracht, die für die Auslese eines isolierten Bereichs der RICH-Fokalebene verantwortlich ist. Die Front-End-Elektronik des RICH-Detektors ist in vierzehn FED-Crates untergebracht. Daher ist die RICH-Fokalebene in vierzehn Bereiche unterteilt. Die 14 FED-Crates wurden von 0 bis 13 nummeriert. Bis auf FED-Crate 13 enthält jedes der FED-Crates acht FED-Tochterkarten, die je 256 Detektorkanäle auslesen. In FED-Crate 13 sind sieben statt acht FED-Tochterkarten installiert. Um die Treffermultiplizität in einem FED-Crate zu bestimmen, wurden die Detektorsignale der sieben bzw. acht FED-Tochterkarten addiert. Die Treffermultiplizität im gesamten RICH-Detektor entspricht der Summe der Multiplizitäten aller 14 FED-Crates. Es wurden in der Analyse speziell die letzten 256 Kanäle von FED-Crate 13 ausmaskiert, da die achte FED-Tochterkarte nicht vorhanden ist. Diese Kanäle werden während der Datennahme vom Vetosystem nicht addiert und tragen damit nicht zur Veto-Entscheidung bei. Studien an den Kanalbelegungen haben jedoch gezeigt, dass diese Kanäle bei Transfer in den Datenstrom, welcher später zur Analyse benutzt wurde, mit einer zufälligen Belegung gefüllt wurden. Zusätzlich wurden in der Analyse einzelne Kanäle ausmaskiert, von denen bekannt ist, dass sie keine oder defekte Verbindungen zu den Photomultipliern des RICH-Detektors haben. Diese Kanäle sind während der Datennahme weder in der Ausleseelektronik noch im Vetosystem ausmaskiert. D. h. die Detektorinformationen dieser Kanäle werden vom Vetosystem während der Datennahme addiert und tragen zur Veto-Entscheidung bei. Die Trefferzahlen, die im Folgenden verwendet wurden, stellten mit der in der Analyse verwendeten Maske nur Treffer dar, die registrierten Photonen entsprachen.

Unterteilung in Signal und Untergrund

Alle Ereignisse, die die oben genannten Selektionskriterien erfüllten, wurden zur weiteren Behandlung in einer ROOT-Datei gespeichert [Bru 97]. Insgesamt wurden 5647 Ereignisse als Kandidaten für den Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ selektiert. Die Ereignisse wurden erneut prozessiert, wobei die Vierer-Vektoren der beiden selektierten Myonen pro Ereignis zum Vierer-Vektor des J/ψ addiert wurden. Für die vorherige Berechnung der Energie der Myonen wurde die Masse der Myon-Kandidaten auf $m = 105,7\,\mathrm{MeV}/c^2$ festgelegt. Aus dem Vierer-Impuls des J/ψ wurde die invariante Masse aller 5647 selektierten Kandiaten berechnet. Das entsprechende Spektrum der invarianten Masse ist in Abb. 4.1 gezeigt.

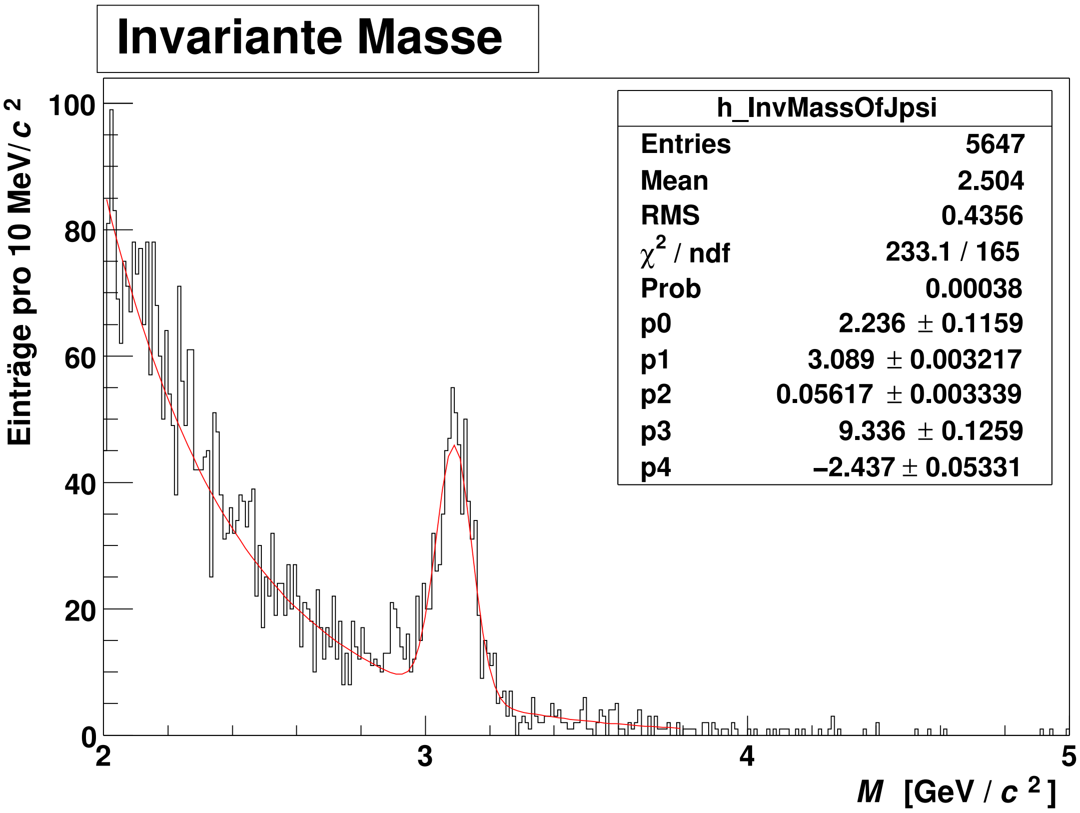

Abbildung 4.1: *Spektrum der invarianten Masse der Myonpaare aller Kandidaten für den Zerfall* J/$\psi \to \mu^+\mu^-$.

Um den Inhalt an wahren J/ψ-Ereignissen abzuschätzen, wurde ein Fit an das Massenspektrum vorgenommen, der ebenfalls in Abb. 4.1 eingezeichnet ist. Die Fit-Funktion setzt sich dabei aus zwei Teilen – einem Untergrundanteil und einem Signalanteil – zusammen. Der Signalanteil wurde mittels einer Normalverteilung

$$S(M; p_0, p_1, p_2) = \frac{p_0}{p_2} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(M-p_1)^2}{p_2^2}\right) \tag{4.11}$$

beschrieben. Aufgrund der Form des Untergrundes wurde die Funktion, die den Untergrund beschreibt,

$$U(M; p_3, p_4) = e^{(p_3 + p_4 M)} \tag{4.12}$$

als eine Exponentialfunktion angenommen. Die Funktion F, die für den Fit an das Massenspektrum verwendet wurde, ergibt sich aus Addition beider Anteile:

$$F(M; p_0, p_1, p_2, p_3, p_4) = S(M; p_0, p_1, p_2) + U(M; p_3, p_4).$$

Die Anzahl der J/ψ Ereignisse $N_{J/\psi}$ wurde aus dem Parameter

$$p_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{N_{J/\psi}}{n_{\text{bins}}} \tag{4.13}$$

extrahiert. Darin ist n_{bins} die Anzahl der Bins pro GeV/c^2 im Histogramm des Massenspektrums. Die Anzahl beträgt $n_{\text{bins}} = 100$. Desweiteren ist der Parameter p_1 der Signalfunktion die Masse des J/ψ und p_2 die Breite σ des Signals. Die Parameter der Untergrundfunktion werden durch die Konstante $\exp(p_3)$ und den Koeffizienten p_4, der den Abfall der Exponentialfunktion beschreibt, gebildet. Die Anzahl der Untergrundereignisse N_{Ugrd} lässt sich durch Berechnung der Fläche zwischen der Untergrundfunktion und der x-Achse bestimmen:

$$N_{\text{Ugrd}} = n_{\text{bins}} \int_{2{,}9\ \text{GeV}/c^2}^{3{,}3\ \text{GeV}/c^2} e^{(p_3 + p_4 M)} dM. \tag{4.14}$$

Dabei wurde das Massenfenster zur Berechnung auf $2{,}9\,\text{GeV}/c^2 < M < 3{,}3\,\text{GeV}/c^2$ festgelegt, weil in der weiteren Analyse die Verwendung eines festen Massenbereiches nötig war. Der Fit an das Massenspektrum lieferte eine J/ψ-Masse von

$$M = (3,089 \pm 0,056)\,\text{GeV}/c^2. \tag{4.15}$$

Die aus dem Fit bestimmte Anzahl an J/ψ-Ereignissen beträgt $N_{J/\psi} = 560 \pm 29$. Die Anzahl der Untergrundereignisse im festgelegten Massenfenster beträgt $N_{\text{Ugrd}} = 247 \pm 52$. Damit ergibt sich eine Gesamtzahl an J/ψ-Kandidaten innerhalb des Massenfensters von $N_{\text{Gesamt}} = 808 \pm 59$. Eine Trennung von Signalereignissen war auf Event-to-Event-Basis nicht möglich, da die Zuordnung der Ereignisinformationen – speziell der Trefferinformationen im RICH-Detektor – zu den einzelnen Ereignissen erhalten bleiben musste. Daher wurden für die im Folgenden beschriebenen Studien alle $N_{\text{Gesamt}} = 808 \pm 59$ Ereignisse, die sich aus Signal- und Untergrundereignissen zusammensetzen und deren invariante Masse im Bereich $2{,}9\,\text{GeV}/c^2 < M < 3{,}3\,\text{GeV}/c^2$ lag, als Signal-Ereignisse definiert und zusammen mit ihren Trefferinformationen gespeichert.

4.2.3 Simulation einer Veto-Entscheidung und ihr Einfluss auf kinematische Verteilungen

Nach der Trennung von Signal- und Untergrundereignissen standen der Studie 866 J/ψ-Kandidaten zur Verfügung, deren invariante Masse M im Massenbereich $2{,}9\,\text{GeV}/c^2$

$< M < 3{,}3\,\mathrm{GeV}/c^2$ lag. Die Trefferanzahlen in den einzelnen Bereichen des RICH-Detektors, die zusammen mit der Kinematik des J/ψ-Teilchens gespeichert wurden, erlaubten eine Studie des Verhaltens kinematischer Größen in Abhängigkeit eines Schnitts auf die Trefferanzahlen. Es wurde die Abhängigkeit der kinematischen Variablen von einem Schnitt auf die Summe der Treffermultiplizitäten in FED-Crate 0 und FED-Crate 13 untersucht. Diese beiden FED-Crates wurden ausgewählt, weil sie für die Testphase und den Betrieb in 2002/2003 mit Komponenten des Vetosystems ausgerüstet sind. Um zu überprüfen, ob Änderungen in den kinematischen Verteilungen durch die geometrische Position der Bereiche, auf denen die Veto-Entscheidung basiert, verursacht werden, wurde ebenfalls die Abhängigkeit der kinematischen Verteilungen von einer Veto-Entscheidung basierend auf der Trefferanzahl in der gesamten RICH-Fokalebene untersucht. Im Folgenden werden die beiden Bereiche, deren Ausleseelektronik sich in FED-Crate 0 und 13 befindet, zusammenfassend als Vetobereich bezeichnet.

Für die Untersuchungen der Abhängigkeiten von einem Schnitt auf die Trefferanzahl im Vetobereich wurden im Bereich von 0 bis 550 Schnitte auf die Trefferanzahl im Vetobereich im Abstand von 5 Treffern angewandt. Für jede Schwelle wurden die Ereignisse in akzeptierte bzw. nicht akzeptierte Ereignisse getrennt. Alle Ereignisse, die eine Trefferanzahl besaßen, die kleiner war als der angewandte Schnitt, wurden akzeptiert. Alle Ereignisse, deren Trefferanzahlen größer oder gleich dem angewandten Schnitt waren, wurden nicht akzeptiert. Für jeden Schwellenwert wurde der Mittelwert der p_{T}-, y-, η- und x_{F}-Verteilungen der akzeptierten Ereignisse und ebenfalls der nicht akzeptierten Ereignisse ermittelt. Die ermittelten Mittelwerte wurden in Abhängigkeit von den angewandten Schnitten aufgetragen. Zusätzlich wurde der statistische Fehler $\sigma_{\bar{x}}$ des Mittelwertes $\bar{x}$ über $\sigma_{\bar{x}} = \bar{x}/\sqrt{N}$ errechnet, wobei N die Anzahl der Ereignisse ist, die in die entsprechende kinematische Verteilung eingingen. Dies wurde getan, um den Einfluss der Statistik auf die Mittelwerte zu veranschaulichen. Verteilungen, die im Bereich der Extremwerte der Schwellen entstanden, enthielten wenige Ereignisse, sodass eine Änderung des statistischen Inhalts der Verteilungen um wenige Ereignisse schon Einfluss auf die Form und somit auf den Mittelwert haben. Um ausreichende Statistik für die Mittelwertsbestimmung zu erlangen, wurde verlangt, dass die entsprechenden Verteilungen mindestens 100 Ereignisse enthielten. Somit wurden Mittelwerte, deren relativer statistischer Fehler $1/\sqrt{N} > 0{,}1$ war, nicht betrachtet. Dieselbe Methode wurde bezüglich einer Veto-Entscheidung basierend auf der Trefferanzahl in der gesamten RICH-Fokalebene durchgeführt. Dabei wurde der Wert des Schittes von 0 bis 4500 in Schritten von 50 erhöht. Mittelwerte mit einem statistischen Fehler $1/\sqrt{N} > 0{,}1$ wurden ebenfalls nicht beachtet. Die Bestimmung der Mittelwerte der Verteilungen wurde gewählt, weil die Mittelwerte nicht nur sensitiv auf eine Verschiebung der gesamten Verteilung sind, sondern auch auf eine Änderung in der Form. Ein Absinken in einem Bereich einer kinematischen Verteilung wäre etwa anhand eines veränderten Mittelwertes zu erkennen [Sán 02]. In Abbildung 4.2 sind exemplarisch die kinematischen Verteilungen aller Ereignisse ohne Anwendung eines Schnitts auf die Trefferanzahl im Vetobereich gezeigt. Die Abhängigkeiten der Mittelwerte von den Schnitten auf die Trefferanzahl im Vetobereich und der Trefferanzahl in der gesamten RICH-Fokalebene sind in Abbildung 4.3 und Abbildung 4.5 gezeigt. Die statistischen Fehler der Mittelwerte sind mit Hilfe eines Fehlerbands angedeutet.

Desweiteren wurden die von ROOT gelieferten Standardabweichungen σ der betrachteten Verteilungen in Abhängigkeit von der Schwelle aufgetragen. Die Standardabweichungen besitzen ebenfalls den relativen statistischen Fehler $1/\sqrt{N}$. Die statistischen Fehler der Standardabweichungen sind durch ein Fehlerband angedeutet. Die Abhängigkeiten der Standardabweichungen von den angewandten Schnitten auf die Trefferanzahl im Vetobereich und in der gesamten Fokalebene sind in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.6 gezeigt. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 4.2.5 ausführlich diskutiert.

Differentielle Verteilungen

Die bisher betrachteten kinematischen Verteilungen bei verschiedenen Schwellenwerten sind untereinander korreliert. Nach Verminderung des Schwellenwerts stellen die akzeptierten Ereignisse in den Verteilungen eine Untermenge der Verteilung vor der Verminderung des Schwellenwerts dar. Entsprechend sind im Falle nicht akzeptierter Ereignisse die Ereignisse nach Erhöhung der Schwelle eine Untermenge der Verteilung vor Erhöhung der Schwelle. Die Verteilungen bei verschiedenen Schwellenwerten werden also noch durch Ereignisse beeinflusst, die schon Teil der Verteilung bei der zuvor betrachteten Schwelle waren. Um Effekte von Korrelationen zwischen den einzelnen Verteilungen zu unterdrücken, wurden differentielle Verteilungen erzeugt. Dazu wurden die Ereignisse in acht Trefferbereiche unterteilt, sodass sich in jedem Bereich annähernd dieselbe Anzahl an Ereignissen befand. Ein Ereignis ging in die kinematische Verteilung eines solchen Trefferbereiches ein, wenn seine Trefferanzahl gleichzeitig größer als die untere Schwelle und kleiner oder gleich der oberen Schwelle war. Die Unterteilung in acht unterschiedliche Trefferbereiche wurde gewählt, damit die entstehenden Verteilungen einen relativen statistischen Fehler $1/\sqrt{N} > 0,1$ besaßen, wobei N die Anzahl der Ereignisse ist, die in die Verteilung eingingen. Dazu sind mindestens $N = 100$ Ereignisse pro Verteilungen nötig. Da 866 Signalereignisse zur Untersuchung verfügbar waren, wurden acht Trefferbereiche gewählt, die jeweils etwa $866/8 \approx 108$ Ereignisse enthielten. Es wurden wieder die Treffersummen im Vetobereich und im gesamten RICH-Detektor berücksichtigt. Zusätzlich zu den Mittelwerten der Verteilungen wurden auch die Standardabweichungen berechnet. Die Fehler entsprechen dem statistischen Fehler, berechnet aus der Anzahl der Ereignisse N in der Verteilung. Die differentiellen Verteilungen für die Mittelwerte der kinematischen Verteilungen basierend auf der Trefferanzahl im Vetobereich bzw. zum Vergleich im gesamten RICH sind in Abbildung 4.7 bzw. Abbildung 4.9 gezeigt. Die entsprechenden ermittelten Standardabweichungen der Verteilungen sind in Abbildung 4.8 und Abbildung 4.10 gezeigt. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 4.2.5 ausführlich diskutiert.

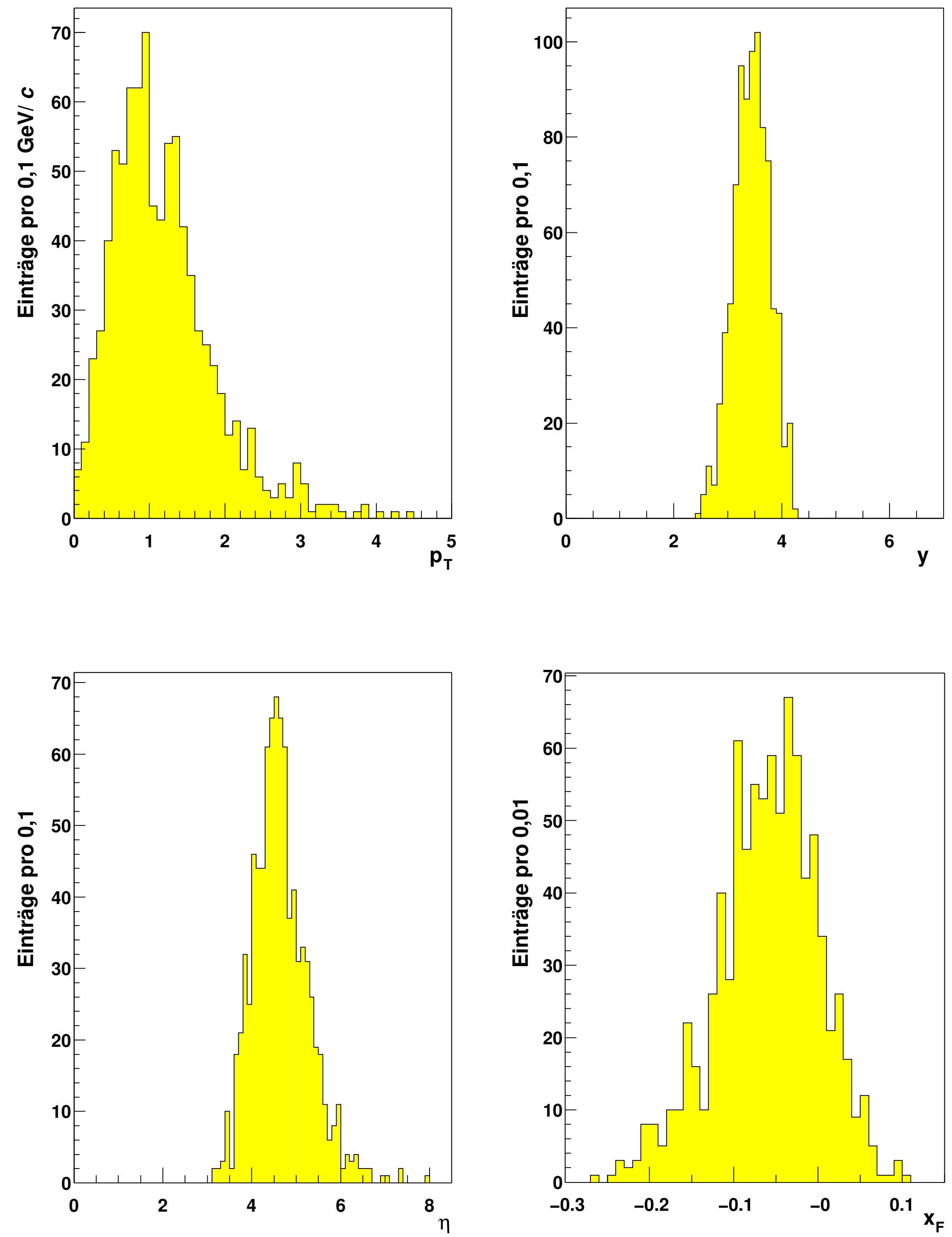

Abbildung 4.2: *Die kinematischen Verteilungen aller J/ψ-Signalereignisse ohne Anwendung eines Schnitts auf die Trefferanzahl im Vetobereich. Zu sehen sind die p_T-Verteilung (oben links), die y-Verteilung (oben rechts), die η-Verteilung (unten links) sowie die x_F-Verteilung (unten rechts).*

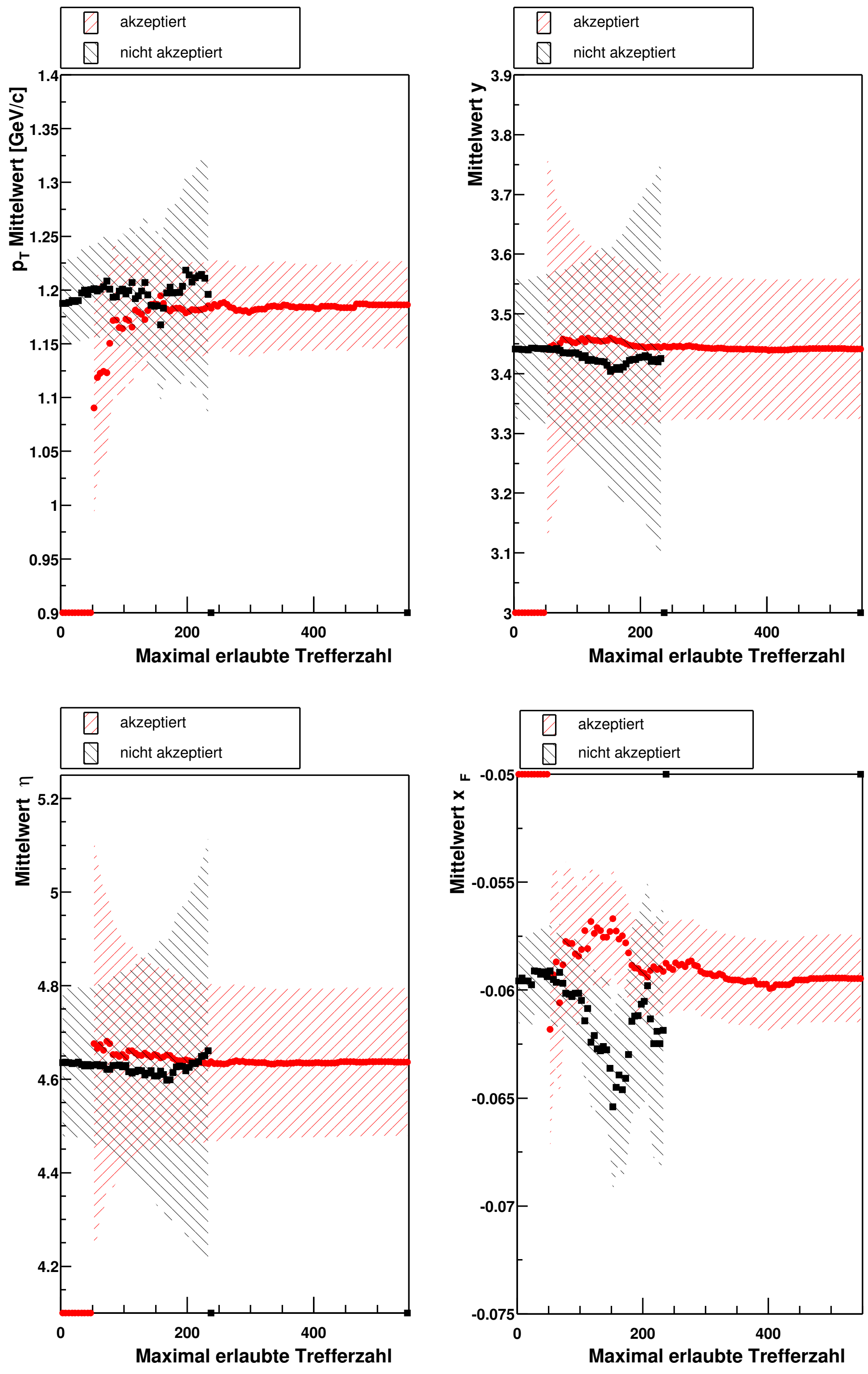

Abbildung 4.3: *Mittelwerte kinematischer Verteilungen als Funktion eines Schnitts auf die erlaubte Trefferzahl im Vetobereich (nur Vetobereich gezeigt). Gezeigt sind die Mittelwerte für die p_T-Verteilungen (oben links), die y-Verteilungen (oben rechts), und für die η-Verteilungen (unten links) und x_F-Verteilungen (unten rechts). Die statistischen Fehler sind mit einem Fehlerband angedeutet. Mittelwerte mit einem relativen statistischen Fehler $1/\sqrt{N} > 0,1$ sind nicht gezeigt.*

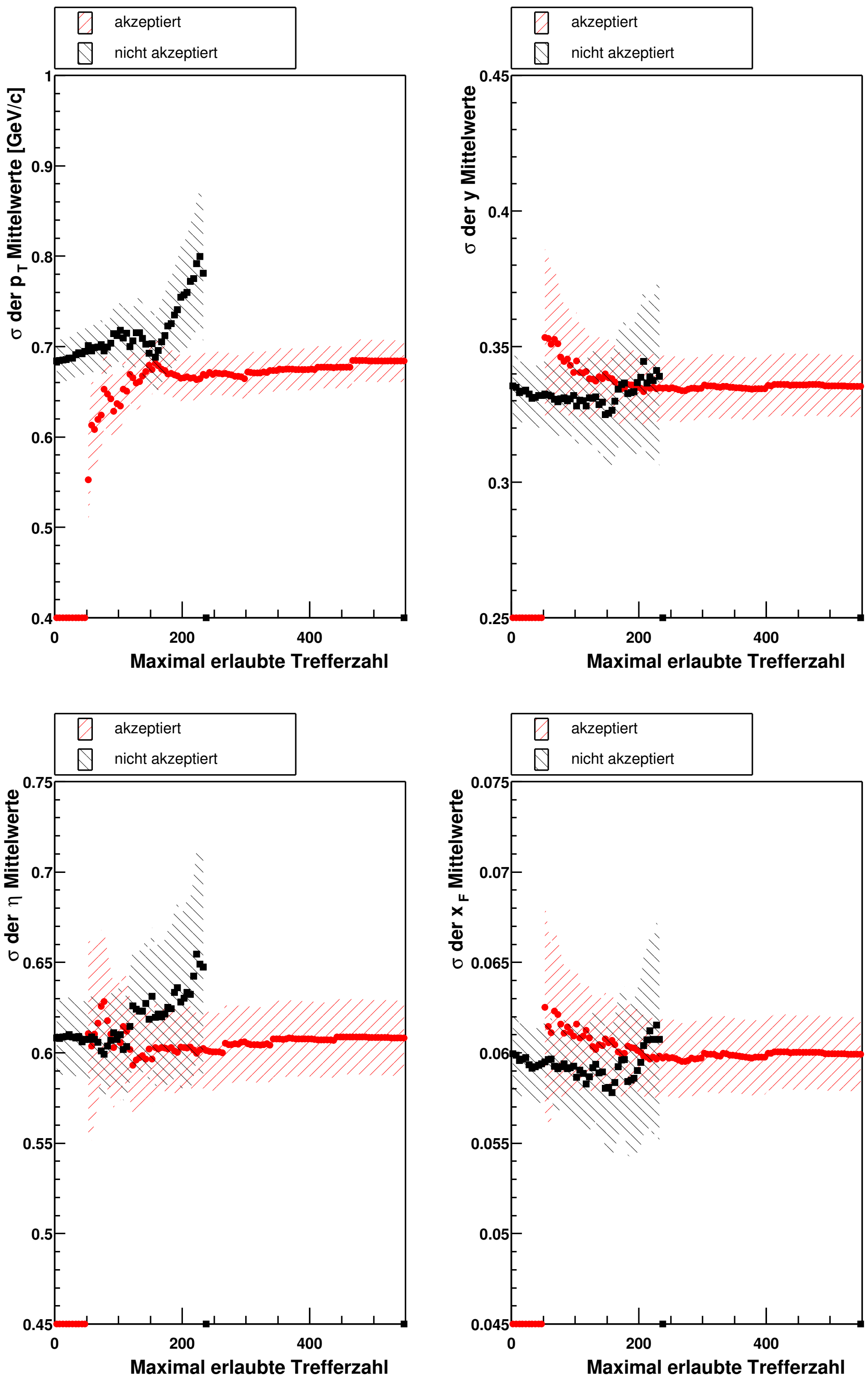

Abbildung 4.4: *Standardabweichungen kinematischer Verteilungen als Funktion eines Schnitts auf die erlaubte Trefferzahl im Vetobereich (nur Vetobereich gezeigt). Gezeigt sind die Standardabweichungen für die p_T-Verteilungen (oben links), die y-Verteilungen (oben rechts), und für die η-Verteilungen (unten links) und x_F-Verteilungen (unten rechts). Die statistischen Fehler sind mit einem Fehlerband angedeutet. Mittelwerte mit einem relativen statistischen Fehler $1/\sqrt{N} > 0,1$ sind nicht gezeigt.*

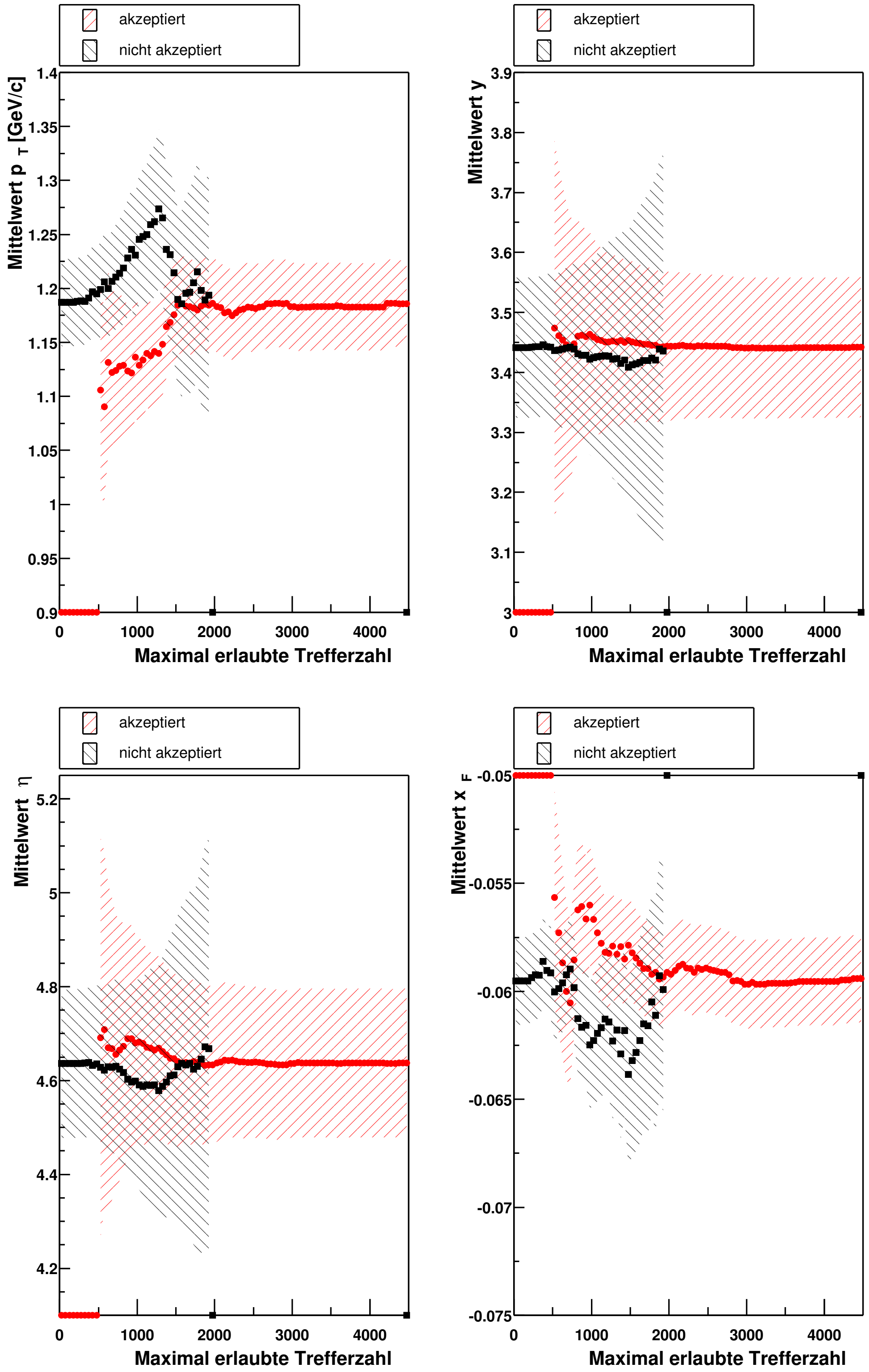

Abbildung 4.5: *Mittelwerte kinematischer Verteilungen als Funktion eines Schnitts auf die erlaubte Trefferzahl im RICH (nur RICH gezeigt). Gezeigt sind die Mittelwerte für die p_T-Verteilungen (oben links), die y-Verteilungen (oben rechts), und für die η-Verteilungen (unten links) und x_F-Verteilungen (unten rechts). Die statistischen Fehler sind mit einem Fehlerband angedeutet. Mittelwerte mit einem relativen statistischen Fehler $1/\sqrt{N} > 0,1$ sind nicht gezeigt.*

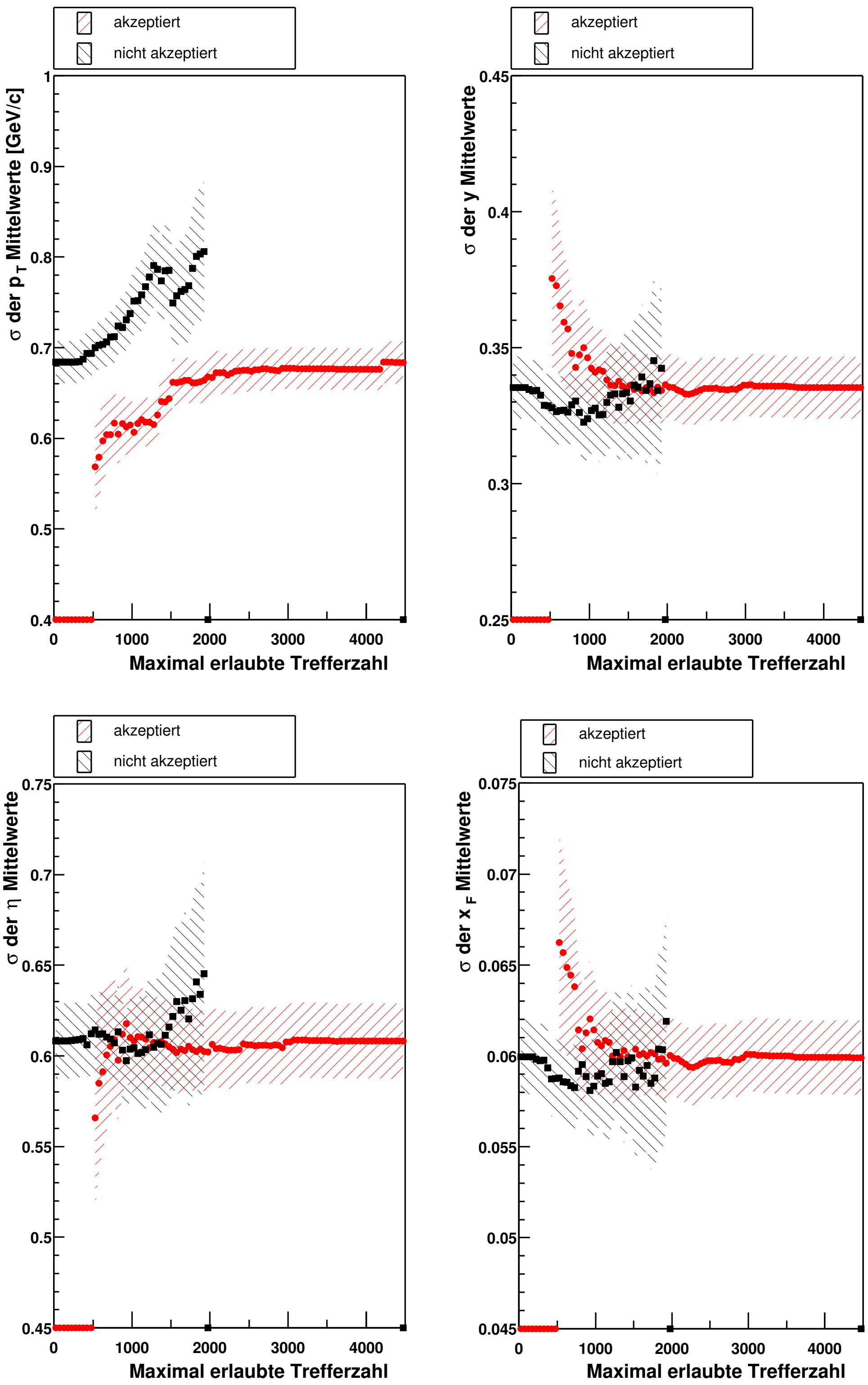

Abbildung 4.6: *Standardabweichungen kinematischer Verteilungen als Funktion eines Schnitts auf die erlaubte Trefferzahl im RICH (nur RICH gezeigt). Gezeigt sind die Standardabweichungen für die p_T-Verteilungen (oben links), die y-Verteilungen (oben rechts), und für die η-Verteilungen (unten links) und x_F-Verteilungen (unten rechts). Die statistischen Fehler sind mit einem Fehlerband angedeutet. Standardabweichungen mit einem statistischen Fehler $1/\sqrt{N} > 0,1$ sind nicht gezeigt.*

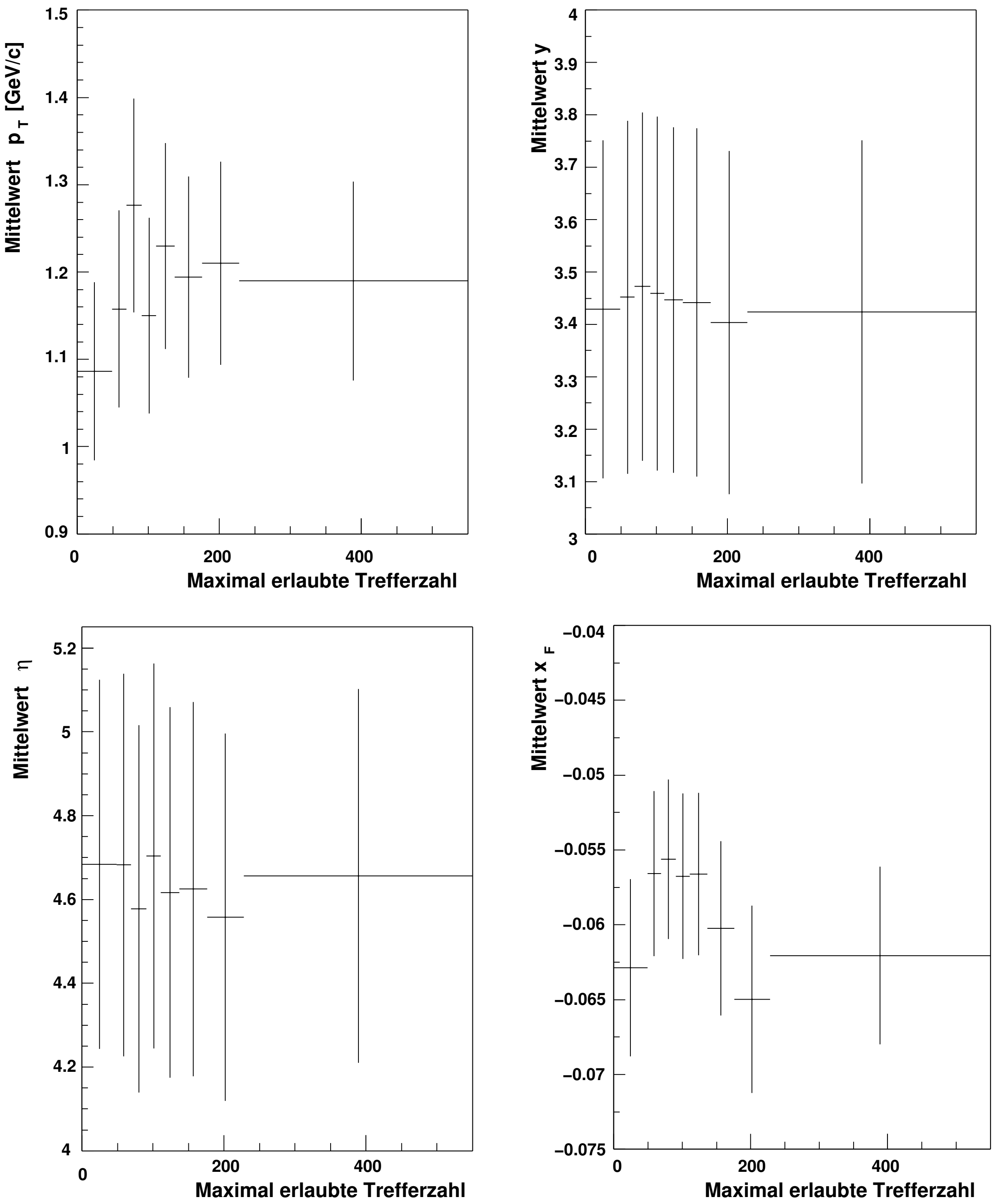

Abbildung 4.7: *Mittelwerte der differentiellen kinematischen Verteilungen als Funktion der Trefferzahl im Vetobereich (nur Vetobereich gezeigt). Gezeigt sind die Mittelwerte der p_T-Verteilungen (oben links), der y-Verteilungen (oben rechts), der η-Verteilungen (unten links) und der x_F-Verteilung (unten rechts). In die Verteilungen gingen nur Ereignisse ein, deren Trefferzahl innerhalb eines der acht festgelegten Bereiche für die Trefferzahl im Vetobereich lag.*

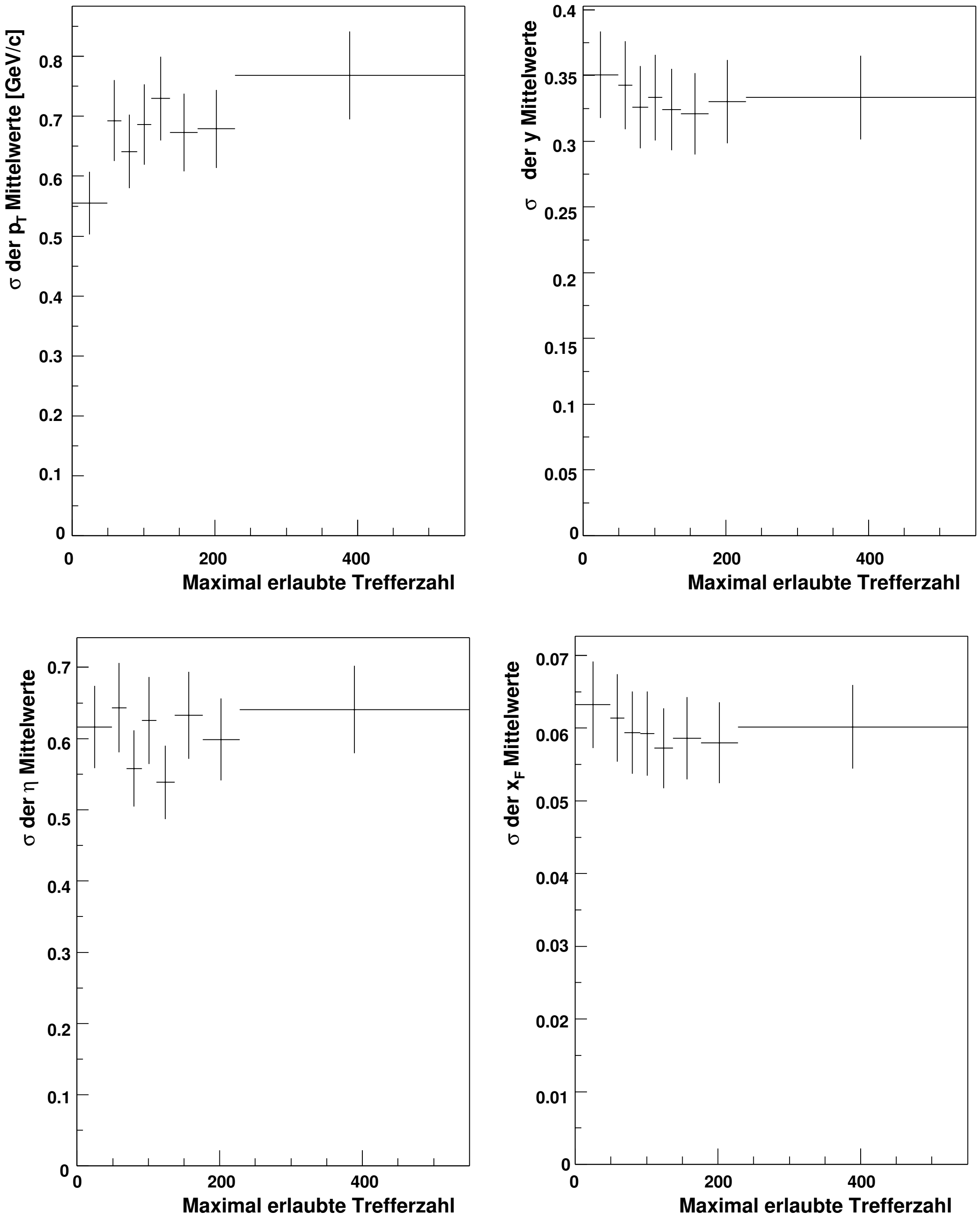

Abbildung 4.8: *Die Standardabweichungen der differentiellen kinematischen Verteilungen als Funktion der Trefferzahl im Vetobereich (nur Vetobereich gezeigt). Gezeigt sind die Standardabweichungen der p_{T}-Verteilungen (oben links), der y-Verteilungen (oben rechts), der η-Verteilungen (unten links) und der x_{F}-Verteilung (unten rechts). In die Verteilungen gingen nur Ereignisse ein, deren Trefferzahl innerhalb eines der acht festgelegten Bereiche für die Trefferzahl im Vetobereich lag.*

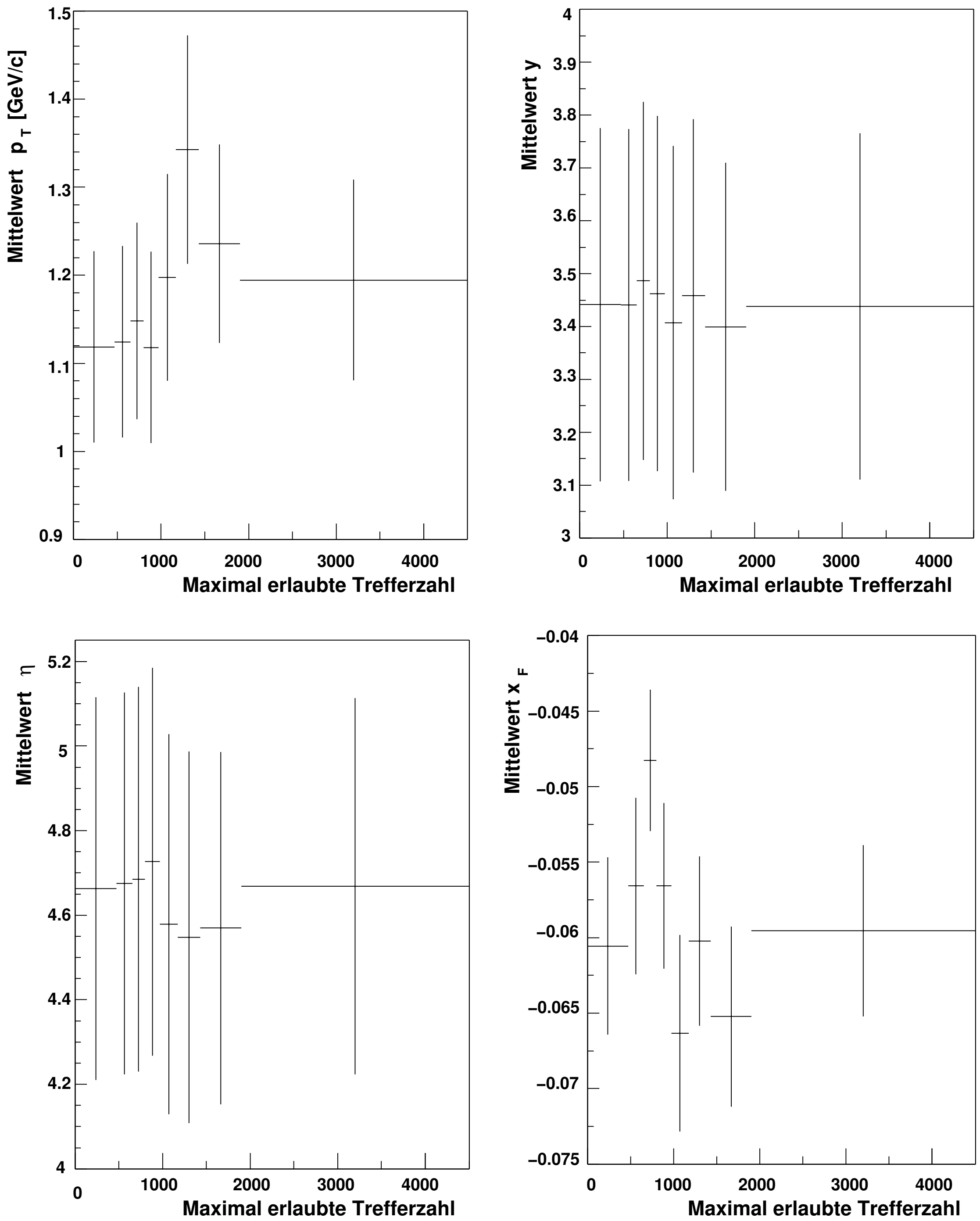

Abbildung 4.9: *Die Mittelwerte der differentiellen kinematischen Verteilungen als Funktion der Trefferzahl im gesamten RICH-Detektor (nur RICH gezeigt). Gezeigt sind die Mittelwerte der* p_{T}*-Verteilungen (oben links), der* y*-Verteilungen (oben rechts), der* η*-Verteilungen (unten links) und der* x_{F}*-Verteilungen (unten rechts). In die Verteilungen gingen nur Ereignisse ein, deren Trefferzahl innerhalb eines der acht festgelegten Bereiche für die Trefferzahl im RICH lag.*

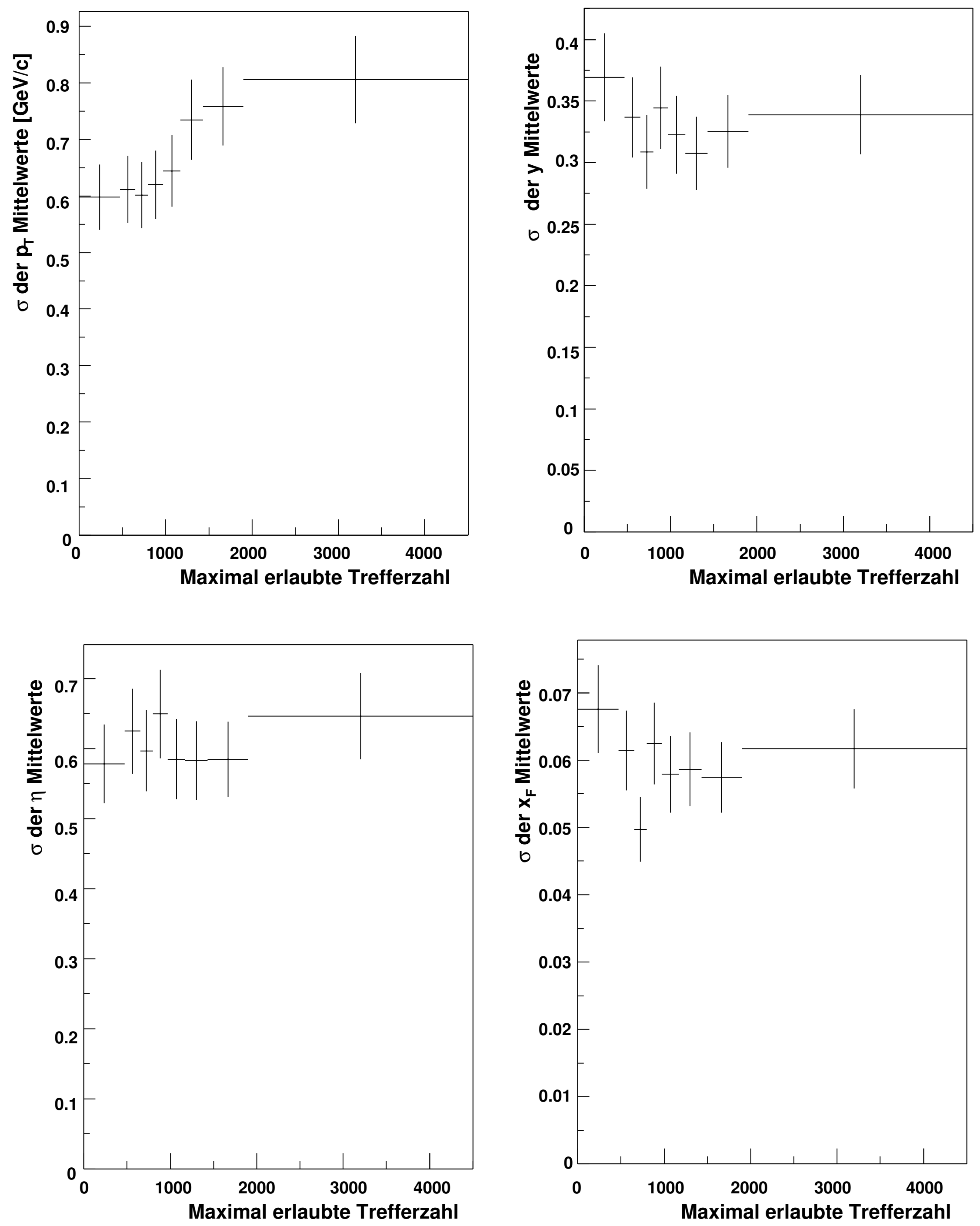

Abbildung 4.10: *Die Standardabweichungen der differentiellen kinematischen Verteilungen als Funktion der Trefferzahl im gesamten RICH-Detektor (nur RICH gezeigt). Gezeigt sind die Standardabweichungen der p_{T}-Verteilungen (oben links), der y-Verteilungen (oben rechts), der η-Verteilungen (unten links) und der x_{F}-Verteilungen (unten rechts). In die Verteilungen gingen nur Ereignisse ein, deren Trefferzahl innerhalb eines der acht festgelegten Bereiche für die Trefferzahl im RICH lag.*

4.2.4 Abschätzung des Signal- und Untergrundanteils in Abhängigkeit eines Schnitts auf die Trefferzahl

Für den Betrieb eines Vetosystems während der kommenden Datennahme-Periode ist es wichtig zu wissen, wie tief man eine obere Schwelle für die Anzahl der Treffer im Vetobereich setzen kann, ohne dabei einen signifikanten Verlust an Signal-Ereignissen zu erzeugen. In diesem Kapitel sind die Abschätzungen der Signal- und Untergrundanteile in Abhängigkeit von einem Schnitt auf die Trefferzahlen zusammengefasst.

Die verwendeten Daten

Die verwendeten Daten wurden während der Datennahme-Periode 2000 mit dem Myonpaar-Trigger genommen. Eine Beschreibung der Daten wurde bereits in Abschnitt 4.2.1 gegeben. Als Signal-Ereignisse dienten die nach den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Selektionskriterien übriggebliebenden Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten, deren invariante Masse in einem Bereich von $2{,}9\,\mathrm{GeV}/c^2 < M < 3{,}3\,\mathrm{GeV}/c^2$ lag. Die Untergrundereignisse setzten sich einerseits aus den J/ψ-Kandidaten zusammen, deren invariante Masse nicht im Massenbereich lag und andererseits aus Ereignissen, die während der Reprozessierung nicht als Kandidat für den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ markiert wurden.

Einfluss einer Veto-Entscheidung auf den Signal- und Untergrundanteil

Anhand ihrer Trefferverteilungen wurde der verbleibende Anteil der Signal- und Untergrundereignisse nach einer Veto-Entscheidung in den Daten bestimmt. Die Trefferverteilungen der Signal- und Untergrundereignisse, die zur Bestimmung der Abhängigkeiten dienten, sind in Abbildung 4.11 gezeigt. Zum einen sind die Trefferverteilungen für die Trefferanzahl im Vetobereich gezeigt, zum anderen die Trefferverteilungen für die Trefferanzahl in der gesamten Fokalebene. Die funktionale Abhängigkeit des Signalanteils wurde erzeugt, indem bei jedem Schwellenwert die Anzahl der Signal-Ereignisse unterhalb der Schwelle auf die Gesamtanzahl der Signalereignisse normiert wurde. Die funktionale Abhängigkeit der Untergrundunterdrückung von der Schwelle wurde erzeugt durch Normierung der Anzahl an Untergrundereignissen oberhalb der Schwelle auf die Gesamtzahl der Untergrundereignisse. Die funktionale Abhängigkeit der Signal- bzw. Untergrundanteile der Daten für Schnitte auf die Trefferzahl im Vetobereich und die Trefferzahl in der gesamten Fokalebene sind ebenfalls in Abbildung 4.11 gezeigt. Die untere Grenze für einen Schnitt auf die Treffermultiplizitäten ist durch eine gestrichelte Linie markiert. Diese untere Grenze stellt einen Verlust an J/ψ-Signal von etwa 10% dar. Die untere Grenze für einen Schnitt auf die Trefferanzahl im Vetobereich liegt bei etwa 250 Treffern. Diese entspräche einer unteren Grenze für einen Schnitt auf die Trefferanzahl im gesamten RICH-Detektor von etwa 2000 Treffern. Für niedrigere Verluste an Signal-Ereignissen muss der Schnitt entsprechend höher gewählt werden. Die Untergrundunterdrückung erreicht bei der unteren Grenze einen Wert von 50% und nimmt für größere Schnitte ab. Die Abhängigkeit des Signal- bzw. Untergrundanteils in Abhängigkeit von einem Schnitt auf die Treffermultiplizität wurde durch die Studie nur qualitativ wiedergegeben. Detailliertere Studien bezüglich des Signal- und Untergrundverhältnisses in Abhängigkeit eines Schnitts sind in [Ada 01a, Ada 01b] zusammengefasst.

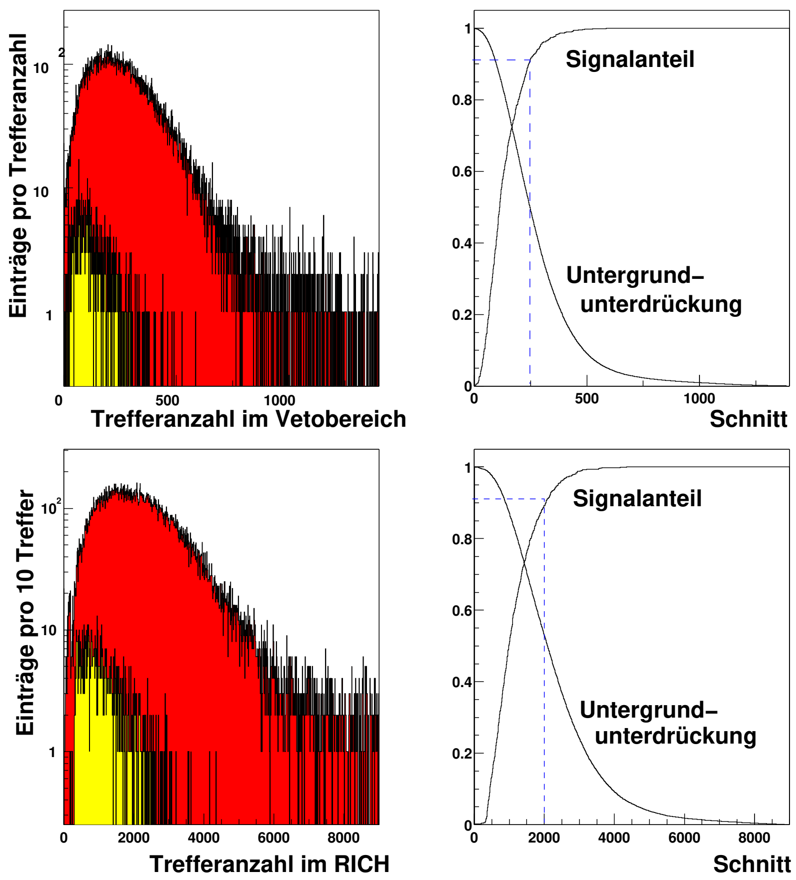

Abbildung 4.11: *Trefferverteilungen der Signal- (gelb bzw. hell) und Untergrundereignisse (rot bzw. dunkel) im Vetobereich (oben links) und in der gesamten RICH-Fokalebene (unten links). Signalanteil und Untergrundunterdrückung in Abhängigkeit des Schnitts auf die Trefferanzahl im Vetobereich (oben rechts) und in der gesamten RICH-Fokalebene (unten rechts). Die gestrichelten Linien deuten die untere Grenze eines Schnitts auf die Trefferanzahlen an, bei dem nicht mehr als 10% des J/ψ-Signals verworfen werden.*

4.2.5 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse diskutiert, welche die Studie an ausgewählten J/ψ-Ereignissen geliefert hat. Die Resultate sind für den Betrieb des Vetosystems und die Analyse der Daten der kommenden Datennahme-Periode wichtig. Für die Analyse der Daten, die mit dem Vetosystem genommen werden, ist es wichtig zu wissen, ob das Vetosystem einen Einfluss auf die Kinematik der Signal-Ereignisse ausübt. Für den Einsatz des Vetosystems ist die Abschätzung des verbleibenden Signalinhaltes der Daten nach Anwendung eines Schnitts von Bedeutung.

Studien der kinematischen Verteilungen

Die in Abbildung 4.3 und 4.5 gezeigten Abhängigkeiten der Mittelwerte der kinematischen Verteilungen zeigen, dass im Rahmen der statistischen Fehler kein signifikanter Effekt eines Schnitts auf die Trefferzahl im Vetobereich oder in der gesamten Fokalebene festgestellt werden konnte. Die Verteilungen sind innerhalb der Fehlerbänder flach. Speziell die Verteilungen der akzeptierten Ereignisse zeigen, dass der Betrieb eines Vetosystems keine signifikanten Auswirkungen auf die kinematischen Parameter hat. Die Mittelwerte der p_{T}-Verteilungen nicht akzeptierter Ereignisse bei einem Schnitt auf die Treffermultiplizität im RICH (Abbildung 4.5) zeigen einen Sprung im Bereich von 1500 Treffern. Das entsprechende Diagramm für die Standardabweichungen (Abbildung 4.6) weist im selben Bereich ebenfalls einen Sprung nach unten auf. Da die Statistik in den p_{T}-Verteilungen der nicht akzeptierten Ereignisse für größere Schnitte abnimmt, hat das Wegfallen einiger weniger Ereignisse bereits einen Einfluss auf die Form der Verteilung. Die verbleibenden Ereignisse in den Verteilungen streuen weniger, was die Abnahme der Standardabweichungen im Bereich des Schnitts, in dem die Sprünge auftreten, zeigt. Die Fluktuationen der Mittelwerte liegen jedoch innerhalb des Fehlerbands für den statistischen Fehler. Die x_{F}-Verteilungen der nicht akzeptierten Ereignisse deuten Veränderungen bei höheren Schnitten an. Berücksichtigt man den Wert der Standardabweichungen und die Anzahl der Einträge der Verteilungen bei diesen Schnitten, liegt diese Fluktuation jedoch im Rahmen des Fehlers des Mittelwerts. Die x_{F}-Verteilung für nicht akzeptierte Ereignisse in Abbildung 4.3, deren Mittelwert die größte Abweichung aufweist, enthält z. B. 275 Ereignisse. Der entsprechende Wert der Standardabweichung, den man Abbildung 4.4 entnimmt, beträgt etwa 0,058. Der Fehler des Mittelwertes beträgt somit $0,058/\sqrt{275} \approx 0,004$ was in etwa mit der Größe der Fluktuation übereinstimmt. Eine signifikante Beeinflussung der Kinematik der J/ψ-Teilchen konnte nicht nachgewiesen werden.

Die Untersuchungen an differentiellen Verteilungen, in denen Korrelationseffekte zwischen den Verteilungen für verschiedene Schnitte minimiert wurden, zeigen innerhalb der Fehler ebenfalls ein flaches Verhalten der Mittelwerte der kinematischen Verteilungen. Die Mittelwerte der differentiellen p_{T}-Verteilungen als Funktion eines Schnitts auf die Trefferanzahl im RICH (Abbildung 4.9) deuten größere Werte für p_{T} im Bereich von 1500 Treffern an. Innerhalb des statistischen Fehlers ist jedoch keine signifikante Abweichung zu den anderen Mittelwerten zu erkennen. Einzelne Ausreißer wie in der x_{F}-Verteilung in Abbildung 4.9 können nicht als signifikanter Nachweis für eine Beeinflussung der Kinematik durch Einsatz eines Vetosystems gesehen werden. Nimmt man den entsprechenden Wert der Standardabweichung $\sigma \approx 0,05$ und schätzt den Fehler des Mittelwerts zu $\sigma_{\overline{x_{\mathrm{F}}}} = 0,05/\sqrt{866/8} \approx 0,005$ ab und berücksichtigt den statistischen Fehler, gibt es keine Abweichungen, die größer als 1σ sind. Die Untersuchungen an differentiellen kinematischen Verteilungen zeigen ebenfalls, dass eine signifikante Beeinflussung der Kinematik der J/ψ-Teilchen nicht erkennbar ist.

Zu beachten ist, dass die Null in den gezeigten Abhängigkeiten unterdrückt ist. Es wurde jeweils ein Ausschnitt der Skala auf der Achse der Ordinate gewählt, um Änderungen der Werte hervorzuheben. Abweichungen in den Mittelwerten stellen deshalb einen sehr kleinen Effekt dar. Vergleicht man in den nicht-differentiellen Studien das Verhalten der Mittelwerte in Abhängigkeit von einem Schnitt auf die Trefferanzahl im

Vetobereich und der Trefferanzahl in der gesamten RICH-Fokalebene, ist eine Veto-Entscheidung basierend auf der Trefferanzahl im Vetobereich vorzuziehen, da hierbei weniger Einfluss auf die Kinematik der Ereignisse, speziell den akzeptierten Ereignissen, genommen wird, als nähme man die gesamte Fokalebene als Gundlage für eine Veto-Entscheidung. Dies wird durch die Untersuchungen an differentiellen Verteilungen unterstützt. Die Abhängikeiten der Mittelwerte der Verteilungen, die durch Schnitte auf die Multiplizität im Vetobereich entstanden, zeigen ein flacheres Verhalten als Schnitte auf die Multiplizität im gesamten RICH.

Die Werte der Standardabweichung nehmen wie erwartet größere Werte für die Verteilungen an, die wenige Einträge enthalten. Für akzeptierte Ereignisse entspricht dies Schnitten bei einer niedrigen Trefferanzahl und für nicht akzeptierte Ereignisse entspricht dies Schnitten bei einer hohen Trefferanzahl. Für die p_{T}-Verteilungen der akzeptierten Ereignisse ist die Abnahme der Standardabweichung für Schnitte bei niedrigen Trefferzahlen nur dadurch zu erklären, dass das Wegfallen weiterer Ereignisse die Form der Verteilung so verändert, dass die p_{T}-Werte der verbleibenden Ereignisse weniger stark vom Mittelwert abweichen.

Auffällig ist, dass die Mittelwerte der Rapiditäts- und der Pseudorapiditätsverteilungen voneinander abweichen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Näherung $p \gg m$ für die J/ψ-Ereignisse nicht immer gültig ist. Um eine Abschätzung des Effektes zu erhalten, wurde die Differenz

$$d = \eta - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos^2(\theta/2) + m^2/4p^2}{\sin^2(\theta/2) + m^2/4p^2} \right)$$

der Pseudorapidität und der Entwicklung der Rapidität (Gleichung 4.8) bis zur 2. Ordnung für die Signal-Ereignisse bestimmt. Die Differenzen und die Impulsverteilungen der J/ψ-Teilchen sind in Abbildung 4.12 gezeigt. Schon die Hinzunahme einer weiteren Ordnung in der Entwicklung der Rapidität verursacht Differenzen von bis zu 0,4. Es ist zu erwarten, dass speziell für die J/ψ-Teilchen im unteren Bereich des Impulsspektrums die Differenz bei Hinzunahme höherer Ordnungen (Gleichung 4.8) steigt, da die Näherung $p \gg m$ nicht gilt.

Studien zum Signalinhalt in Abhängigkeit eines Veto-Schnitts

Die in Abbildung 4.11 gezeigten Abhängigkeiten des Signalinhalts der Daten schränkt den Bereich für einen Schnitt auf die Trefferanzahl ein. Eine untere Grenze wurde für einen Verlust von 10% an Signalereignissen abgeschätzt. Diese Grenze entspricht im Vetobereich etwa 250 Treffer und im gesamten RICH-Detektor etwa 2000 Treffer. Da der Vetobereich aus zwei FED-Crates besteht und die gesamte RICH-Fokalebene von 14 FED-Crates abgedeckt wird, sollte der Schnitt auf die Trefferanzahl im gesamten RICH-Detektor in etwa dem Siebenfachen des Schnitts im Vetobereich entsprechen. Dies entspricht jedoch einem Schnitt von 1750 auf die Trefferanzahl im gesamten RICH-Detektor. Die Differenz ist durch die fehlende FED-Tochterkarte in FED-Crate 13, welches Teil des Vetobereichs ist, zu erklären. Die Trefferanzahlen in FED-Crate 13 sind aufgrund der fehlenden 256 Detektorkanäle kleiner als in allen anderen FED-Crates. Desweiteren hat die Bestückung des Vetobereichs mit M4- und M16-Photomultipliern eine Auswirkung auf die registrierte Trefferanzahl. Die M16-Photomultiplier registrieren im äußeren Bereich der RICH-Fokalebene aufgrund ihrer kleineren Fläche weniger Treffer als die größeren M4-Photomultiplier. Da während der Bestimmung der Multiplizität der Ereignisse Kanäle maskiert waren, von denen bekannt ist, dass sie keine Verbindungen zu den Photon-Detektoren des RICH besitzen, sind die Schnitte für einen Betrieb des Vetosystems während der Datennahme unterschätzt. Sie müssen um die Trefferinformationen erhöht werden, die fälschlicherweise von den nicht verbundenen Kanälen geliefert werden. Eine Maskierung einzelner defekter Kanäle ist im Vetosystem nicht vorgesehen. Die Logik der BSC erlaubt lediglich die Maskierung von ganzen Steckern, die jeweils 32 Kanäle entsprechen. Da man für die Maskierung der defekten Kanäle mehrere Steckerverbindungen maskieren müsste, wäre der Verlust an funktionierenden Detektorkanälen zu hoch. Aus diesem Grund muss man die Schwelle während der kommenden Datennahme um die mittlere Trefferanzahl, die von den defekten und heißen Kanälen geliefert wird, nach oben korrigieren. In einer Untersuchung, die an den Kanalbelegungen der FED-Crates des Vetobereichs mit Testdaten vom Juli 2002 durchgeführt wurde, wurde die mittlere Anzahl von Treffern pro Ereignis $\bar{n}$, die durch defekte und heiße Kanäle erzeugt werden, zu $\bar{n} \approx 6$ abgeschätzt. Verglichen mit der effektiven Gesamtzahl von 3840 Kanälen des Vetobereichs ist dies eine kleine Korrektur.

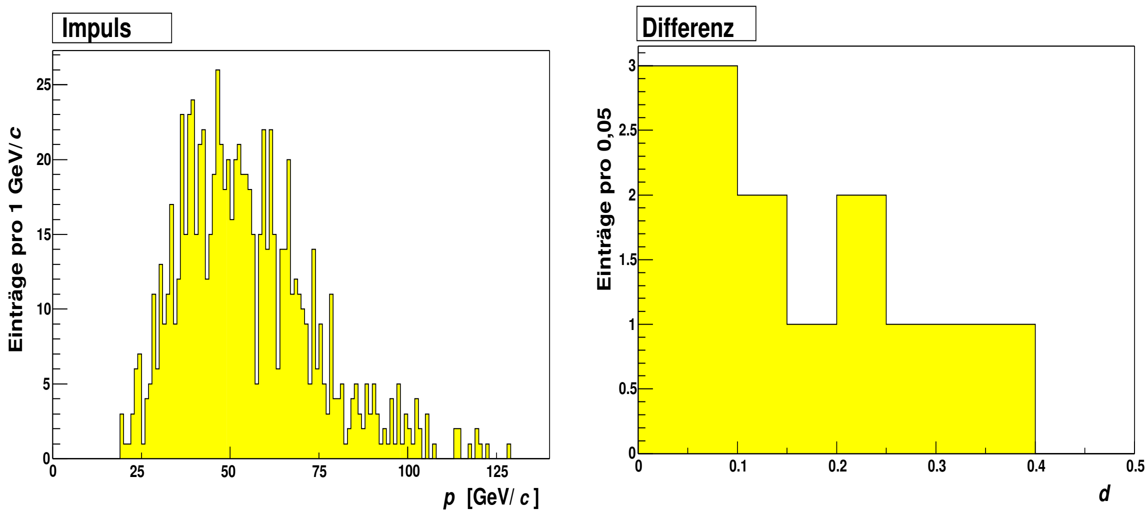

Abbildung 4.12: *Gezeigt ist die Impulsverteilung der J/ψ-Kandidaten (links) sowie die Differenzen d zwischen Pseudorapidität η und der Entwicklung der Rapidität bis zur zweiten Ordnung (rechts). Einige der J/ψ-Ereignisse weisen dabei Differenzen bis zu 0,4 auf. Die Impulsverteilung der J/ψ-Ereignisse zeigt, dass die Impulsverteilung der J/ψ-Teilchen bis unter 25 GeV/c reicht. Die Näherung $p \gg m$ ist für solche Ereignisse nicht mehr uneingeschränkt gültig.*

4.2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Studien präsentiert, die den Einfluss eines Vetosystems auf Ereignisse mit J/ψ-Inhalt untersuchten. Es wurden die verwendeten Daten beschrieben, aus denen die Signalereignisse durch Einschränken der invarianten Masse auf den Bereich $2{,}9\,\mathrm{GeV}/c^2 < M < 3{,}3\,\mathrm{GeV}/c^2$ extrahiert wurden. Der Betrieb eines Vetosystems wurde simuliert, indem Schnitte auf die Multiplizitäten in FED-Crate 0 und 13, die zusammen den Vetobereich der kommenden Datennahme-Periode bilden, und dem gesamten RICH-Detektor angewandt wurden. Die Abhängigkeit der kinematischen Verteilungen (Transversalimpuls p_T, Rapidität y, Pseudorapidität η und Feynman-Variable x_F) von den angewendeten Schnitten wurde anhand der Mittelwerte der Verteilungen studiert. Dabei wurden auch die statistischen Fehler der Verteilungen und die Standardabweichungen in Abhängigkeit der angewandten Schnitte berücksichtigt, um die Größenordnungen der Abweichungen einzuordnen. Zum einen wurden die J/ψ-Ereignisse für jede obere Schwelle für die Trefferanzahlen in akzeptierte und nicht akzeptierte Ereignisse unterteilt, je nachdem, ob ihre Trefferanzahl die Schwelle überschritt oder nicht. Andererseits wurden differentielle Verteilungen erzeugt, bei denen nur Ereignisse in eine Verteilung eingingen, deren Multiplizität im entsprechenden Trefferfenster lag. Zu den differentiellen Verteilungen wurden ebenfalls die Mittelwerte bestimmt und in die entsprechenden, festgelegten Fenster für die Multiplizität eingetragen. Um Effekte auszuschließen, die durch die geometrische Position des Vetobereiches im RICH-Detektor zustande kommen, wurden zum Vergleich auch die Abhängigkeiten von einem Schnitt auf die Multiplizität im gesamten RICH untersucht. Die Studien zeigen, dass der kinematische Inhalt von J/ψ-Signalen durch den Einsatz eines Vetosystems nicht signifikant beeinflusst wird. Alle Abweichungen lagen innerhalb der Unsicherheiten und die Abhängigkeit der Mittelwerte von einem Schnitt auf die Trefferanzahlen zeigte ein flaches Verhalten. Somit konnten keine wesentlichen Änderungen, wie Verschiebungen oder Einbrüche in den kinematischen Verteilungen, erkannt werden.

Es wurde die Abhängigkeit des Signal- und Untergrundanteils vom Schnitt auf die Treffermultiplizitäten im Vetobereich und im gesamten RICH-Detektor untersucht. Es konnte eine untere Grenze für einen Schnitt abgeschätzt werden, bei dem 10% der J/ψ-Ereignisse verloren gehen. Die ermittelte untere Grenze beträgt etwa 250 Treffer im Vetobereich. Dieser Wert muss für den realen Einsatz des Vetosystems nach oben korrigiert werden, da in den Untersuchungen Kanäle maskiert waren, die zwar keine funktionierende Verbindung zu den Photomultipliern des RICH-Detektors besitzen, die aber dennoch zufällige Detektorsignale liefern, welche zur Veto-Entscheidung beitragen. Da in der Untersuchung nur Treffer gezählt wurden, die von registrierten Photonen erzeugt wurden, sind die untersuchten Schnitte um eine mittlere Anzahl an Treffern $\bar{n} \approx 6$ zu ergänzen, die durch nicht vorhandene oder defekte Verbindungen verursacht werden.

Die durchgeführten Studien konnten keine signifikante Beeinflussung der Kinematik von J/ψ-Ereignissen durch eine Veto-Entscheidung feststellen. Weiterhin wurde eine untere Grenze für den Schnitt zu 250 Treffern im Vetobereich bei einem Verlust von 10% J/ψ-Signal bestimmt.

Kapitel 5

Abschätzungen der FLT-Triggerrate bei Einsatz eines Vetosystems

Dieses Kapitel enthält Studien, die den Effekt eines Vetosystems auf die Triggerrate der ersten Triggerstufe abschätzten. Dazu wird eine Methode vorgestellt, wie aus einem Datensatz, der bei konstanter mittlerer Wechselwirkungsrate am Target aufgezeichnet wurde, ein Datensatz mit variabler Wechselwirkungsrate, durch Verwendung der individuellen Eigenschaften der Protonen-Bunche, extrahiert werden konnte. Es wurde das Verhalten der Triggerrate des FLTs (First Level Triggers) in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl simultaner Wechselwirkungen abgeschätzt. Durch Anwenden verschiedener Schnitte auf die Summe der Treffermultiplizitäten in FED-Crate 0 und 13 (Front End Driver, FED) der FLT-getriggerten Ereignisse wurde die Änderung des Verhaltens bei Verwendung eines Vetosystems abgeschätzt.

5.1 Motivation

Die erste Triggerstufe führt eine Spurensuche durch Zuordnung von Treffern zu Spurkandidaten durch. Dazu werden nur Treffer berücksichtigt, die innerhalb eines bestimmten Fensters (Region of Interest, RoI) im Detektor registriert wurden. Diese RoIs werden als einschränkende Informationen für die Spurensuche des FLTs von den Pretrigger-Systemen geliefert, um die Effizienz der Spurensuche zu erhöhen. Für Ereignisse, die eine hohe Treffermultiplizität aufweisen, ist die Dichte der registrierten Treffer in diesen RoIs entsprechend hoch, sodass dem FLT mehr Möglichkeiten geboten werden, eine Spur zu rekonstruieren, welche die Kriterien für eine positive Triggerentscheidung erfüllen. Aus diesem Grund triggert der FLT bevorzugt Ereignisse mit einer hohen Treffermultiplizität. Ereignisse, in denen mehrere simultane Wechselwirkungen stattgefunden haben, weisen hohe Treffermultiplizitäten auf.

Da die Bearbeitung solcher Ereignisse im Netzwerk des FLTs hohe Bearbeitungszeiten verursachen, ist während einer Datennahme die mittlere Wechselwirkungsrate am Target nach oben begrenzt, um den einwandfreien Betrieb des FLTs zu sichern. Überschreitet die Prozessierungszeit eines Ereignisses die maximale Latenzzeit des FLTs, wird das Ereignis verworfen und hat während seiner Prozessierungszeit wertvolle Resourcen für andere Ereignisse blockiert. Um eine solche Ineffizienz des FLTs zu vermeiden, ist eine bevorzugte Selektion von Ereignissen mit maximal drei bis vier simultanen Wechselwirkungen erwünscht [Sán 02]. Es wird dabei angenommen, dass die Verteilung der Anzahl an Wechselwirkungen pro Ereignis der Poisson-Statistik unterliegt. Aus einem weiteren Grund ist das Verwerfen von Ereignissen mit zu vielen simultanen Wechselwirkungen von Vorteil: Ereignisse mit einer hohen Anzahl simultaner Wechselwirkungen verursachen bei ihrer vollständigen Rekonstruktion und der späteren Analyse eine hohe Bearbeitungszeit. Dabei sind die Informationen, die sie enthalten, teilweise unbrauchbar. Um zum Beispiel Abhängigkeiten der Teilchenproduktionen vom verwendeten Drahtmaterial zu untersuchen, ist eine eindeutige Zuordnung der primären Wechselwirkungen zum Target, an dem die Wechselwirkung stattgefunden hat, unerlässlich. In Ereignissen mit einer hohen Anzahl von Wechselwirkungen ist diese Zuordnung aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens der Spurdetektoren nicht mehr eindeutig, und das Ereignis ist für die Messung wertlos. Zusammengefasst kann gesagt werden, dass die Trigger- und Rekonstruktionseffizienzen Funktionen der Anzahl überlagerter Wechselwirkungen sind [Som 00a].

Das erwünschte Ziel des Vetosystems ist es, über eine Größe, die ein Maß für die Anzahl primärer Wechselwirkungen ist, die Prozessierung von Ereignissen mit einer zu hohen Anzahl simultaner Wechselwirkungen durch den FLT zu verhindern, welcher bevorzugt solche Ereignisse auswählt. Studien haben gezeigt, dass die Triggerrate der ersten Triggerstufe nichtlinear mit der Wechselwirkungsrate wächst. Die Rate, mit der Signalereignisse erzeugt werden, ist jedoch proportional zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion, welcher linear mit der Wechselwirkungsrate zunimmt [Sán 02]. In der folgenden Studie wurde untersucht, ob der Einsatz eines Vetosystems das Verhalten der FLT-Triggerrate zu einem mehr linearen Verhalten hin korrigiert. Ist dies der Fall, kann während der kommenden Datennahme-Periode bei Einsatz des Vetosystems eine höhere mittlere Wechselwirkungsrate am Target verwendet werden, ohne Ineffizienzen des FLTs zu verursachen.

5.2 Erzeugung einer variablen Wechselwirkungsrate

5.2.1 Verwendete Daten

Zu Untersuchungen der Triggerrate der ersten Triggerstufe in Abhängigkeit der Wechselwirkungsrate sind Daten nötig, die bei verschiedenen Wechselwirkungsraten aufgezeichnet wurden. Da solche Daten mit einem laufenden FLT während der Datennahme-Periode 1999/2000 jedoch nicht genommen wurden, musste eine alternative Methode benutzt werden, um Daten mit einer variablen Wechselwirkungsrate zu bekommen. Die Idee besteht darin, die einzelnen Bunche des Protonstrahls nach der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen, die sie auslösen, zu ordnen. Eine Möglichkeit, dies zu tun, ist die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, dass in einem Ereignis keine Wechselwirkung stattfindet. Diese Wahrscheinlichkeit muss für alle 180 nominell gefüllten Protonen-Bunche ermittelt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Protonen-Bunch keine Wechselwirkung bei Durchquerung der Wechselwirkungszone auslöst, ist durch verschiedene Ursachen bestimmt. Die einzelnen Protonen-Bunche weisen Unterschiede in den Strömen auf, was bedeutet, dass sie unterschiedlich mit Protonen gefüllt sind. Die Pilot-Bunche haben keinen Elektron- bzw. Positronpartner mit denen sie kollidieren, sodass sie gut fokussiert bleiben. Sie lösen daher weniger Wechselwirkungen aus, weil nur entsprechend wenige Protonen nach außen zu den Target-Drähten driften. Dagegen lösen Protonen-Bunche häufiger Wechselwirkungen aus, die einen Elektron- bzw. Positronpartner mit hohem Strom besitzen. Die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision in den Kollisionsexperimenten ist entsprechend höher, sodass sich die Fokussierung der Protonen-Bunche verschlechtert und mehr Protonen in den Bereich der Target-Drähte driften. Um Daten zu untersuchen, die nicht von Triggerentscheidungen beeinflusst wurden, muss jeder Bunch mit gleicher Häufigkeit, unabhängig davon, ob er eine Wechselwirkung erzeugt hat oder nicht, getriggert worden sein. Dieses Merkmal erfüllen die sogenannten Minimum-Bias-Daten. Sie werden mittels eines Triggers genommen, der fortlaufend zufällig eine der 220 Bunch-Cross-Nummern auswählt und das zugehörige Ereignis speichert, unabhängig davon, ob eine Wechselwirkung stattgefunden hat. Ein solcher Zufalls-Trigger trifft keine Vorentscheidung über den physikalischen Inhalt der gespeicherten Ereignisse und verzerrt den physikalischen Inhalt deshalb minimal, weswegen man ihn auch als Minimum-Bias-Trigger bezeichnet.

Gleichzeitig benötigt man zur Abschätzung der Triggerrate des FLTs Daten, die mit laufendem FLT genommen wurden. Während der Datennahme-Periode 1999/2000 wurden Daten gespeichert, die parallel beide Triggermethoden benutzten. Die im Folgenden betrachteten Daten wurden im August 2000 bei einer mittleren Wechselwirkungsrate am Target von 5 MHz genommen. Der Myon-Pretrigger verlangte eine Spur, die eine Koinzidenz in den Myon-Lagen MU3 und MU4 auslöste. Der FLT verlangte mindestens eine Spur im gesamten Ereignis mit $p_\mathrm{T} > 1\,\mathrm{GeV}/c$. Der SLT (Second Level Trigger) verlangte zwei Lepton-Spuren, deren Kombination eine invariante Masse $M > 2\,\mathrm{GeV}/c^2$ lieferte. Neben der Ereignisselektion durch die Triggerkette mit laufendem FLT wurden auch Ereignisse zu zufällig bestimmten Bunch-Cross-Nummern mit Hilfe des Minimum-Bias-Triggers gespeichert. Bei der späteren Analyse lassen sich die Ereignisse über den Triggercode, welcher stets mit in den Datenstrom geschrieben wird, der entsprechenden Triggermethode zuordnen. Betrachtet wurden alle Daten von Run17153, Run17154 und Run17155. Sie sind zum zweiten Mal reprozessiert worden. Die zweite Reprozessierung (rp0002) der betrachteten Daten wurde im März 2001 mit ARTE-03-08-r5 durchgeführt.

5.2.2 Methode zur Erzeugung einer veränderlichen Wechselwirkungsrate innerhalb eines Datensatzes mit konstanter Target-Rate

Die Methode zur Erzeugung eines Datensatzes, der verschiedene Wechselwirkungsraten enthält, basiert auf der Sortierung der Protonen-Bunche nach der Anzahl der primären Wechselwirkungen, die sie durchschnittlich auslösen. Verschiedene Methoden [Som 00a, Som 00b] sind für diese Aufgabe denkbar, wie etwa das Zählen der rekonstruierten Primär-Vertizes oder das Zählen rekonstruierter Spuren im VDS. Die Idee dieser Methoden ist die Bestimmung der Anzahl an gleichzeitigen Wechselwirkungen aus Größen, die proportional zur Anzahl der primären Wechselwirkungen in einem Ereignis sind. Der Nachteil dieser Methoden ist, dass die jeweilige Effizienz der Rekonstruktion bekannt sein muss. Außerdem müssen diese Methoden kalibriert sein, d. h. das durchschnittliche Signal, welches von nur einer Wechselwirkung erzeugt wird, muss bekannt sein.

Die in dieser Studie verwendete Methode zur Bestimmung der mittleren Anzahl an Wechselwirkungen, die von einem Protonen-Bunch verursacht wird, besitzt den Vorteil, das nichts über das Signal einer einzelnen Wechselwirkung bekannt sein muss. Eine Bestimmung von Rekonstruktionseffizienzen ist ebenfalls nicht nötig. Im Folgenden wird die Annahme gemacht, dass die Verteilungen der Anzahl an Wechselwirkungen pro Bunch-Crossing durch die Poisson-Statistik beschrieben werden kann. Ist μ_i die durchschnittliche Anzahl an Wechselwirkungen des Protonen-Bunches i, dann beträgt die Wahrscheinlichkeit, k Wechselwirkungen zu beobachten, wenn Bunch i das Target passiert,

$$p(k,i) = \frac{\mu_i^k}{k!} e^{-\mu_i}. \tag{5.1}$$

Bestimmt man für jedes Bunch i die Wahrscheinlichkeit $p(0,i)$, dass beim Passieren des Targets keine Wechselwirkung stattfindet, kann man leicht die mittlere Anzahl an Wechselwirkungen μ_i für jedes Bunch i bestimmen:

$$p(0,i) = \frac{\mu_i^0}{0!} e^{-\mu_i} \quad \Rightarrow \quad \mu_i = -\ln[p(0,i)]. \tag{5.2}$$

Ordnet man die Bunche entsprechend ihrer mittleren Anzahl an Wechselwirkungen μ_i, können aus einem Datensatz, der bei einer konstanten mittleren Wechselwirkungsrate am Target genommen wurde, trotzdem Informationen in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate gewonnen werden. Ein hoher Wert von μ_i entspricht einem Protonen-Bunch mit einer hohen Anzahl an Protonen, die zum Target driften, und stellt deshalb eine hohe Wechselwirkungsrate dar. In Bunchen mit kleinem μ_i driften weniger Protonen zum Target. Kleine μ_i stellen deshalb eine niedrige Wechselwirkungsrate dar. Im Folgenden wird die Anzahl der FLT-getriggerten Ereignisse in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl überlagerter Wechselwirkungen μ untersucht.

5.2.3 Definition leerer Ereignisse

Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, dass ein Bunch beim Passieren der Target-Zone keine Wechselwirkung auslöst, musste für jedes Protonen-Bunch die Anzahl der leeren Ereignisse im Verhältnis zur Anzahl aller Ereignisse gesetzt werden. Dazu war eine Definition nötig, die leere und volle Ereignisse unterscheidet. Dafür wurden bestimmte Subdetektoren des HERA – B Detektors verwendet. Es wurde ein Ereignis als leer definiert, falls bestimmte Werte, wie Trefferanzahl, Spurparameter usw., die spezifisch für die betrachteten Subdetektoren sind, unterhalb einer festgelegten Schwelle lagen. Diese Schwelle stellt einen Kompromiss dar zwischen einer hohen Effizienz zum Erkennen leerer Ereignisse und einem effektiven Ausschluss von Ereignissen, die durch Rauschen in den Subdetektoren erzeugt wurden.

Zum Erkennen leerer Ereignisse wurden zwei Subdetektoren, der Vertex-Detektor und die Superlagen PC1, PC4, TC1 und TC2 des OTR, deren Detektorsignale vom FLT verarbeitet werden, verwendet. Ein Ereignis wurde als nicht leer definiert, falls das Ereignis die im Folgenden beschriebenen Merkmale aufwies. Dazu war eine Teilrekonstruktion der Ereignisse für den VDS und den OTR notwendig, um aus den aufgezeichneten Rohdaten die getroffenen Detektorkanäle in diesen Subdetektoren zu ermitteln. Diese Teilrekonstruktion wurde mit ARTE-03-09-r7 durchgeführt.

Für den VDS wurde mindestens eine Spur gefordet, die folgende Kriterien erfüllte:

- Die Spur hat mindestens 6 Treffer im VDS erzeugt.
- Um das Zählen von Klonspuren – physikalische Spuren, die mehrfach rekonstruiert wurden – zu vermeiden, wurden Spuren, die dasselbe VDS-Segment einer zuvor akzeptierten Spur enthielten, nicht betrachtet.
- Die Spuren mussten ihren Ursprung in einem Target haben. Das bedeutet, dass der Abstand $\Delta x(\Delta y)$ zwischen der $x(y)$-Koordinate der Spurprojektion bis zur z-Position des Targets $z = z_{\text{Target}}$ und der $x(y)$-Koordinate des verwendeten Target-Drahts kleiner als 1 mm sein musste.

Als Target-Draht wurde Innen II verwendet. Zur Bestimmung der Koordinaten des Target-Drahts, wurden in einer ersten Prozessierung der Daten die Koordinaten aller Primär-Vertizes der FLT-getriggerten Ereignisse in Histogramme gefüllt. Die Koordinaten ergaben sich durch Anpassung einer Gauß-Kurve an die entstehenden Verteilungen. Die Verteilungen der Koordinaten des Target-Drahts und die angepassten Gauß-Kurven sind exemplarisch für die Ereignisse von Run17153 in Abbildung 5.1 gezeigt. Die ermit-

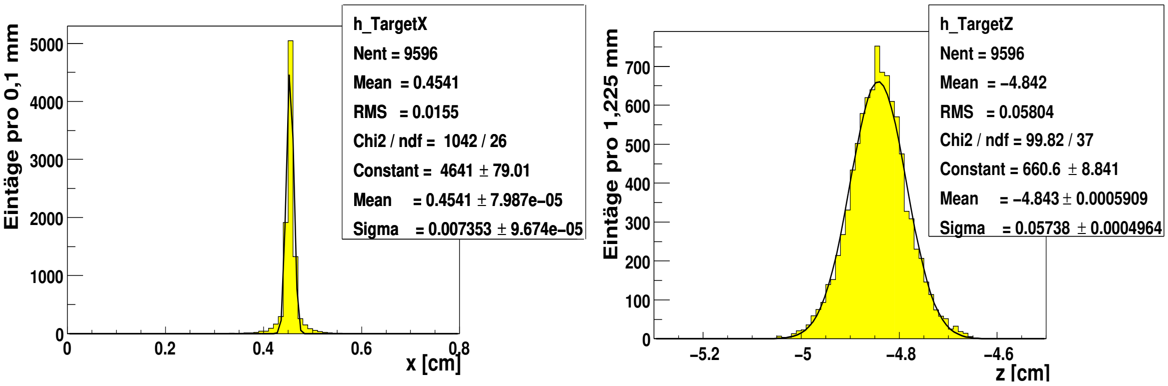

Abbildung 5.1: *Die Verteilungen der Koordinaten der Primär-Vertizes der FLT-getriggerten Ereignisse aus dem Run17153. Zu sehen sind die x-Koordinaten (links) und die z-Koordinaten (rechts).*

telten Werte der Koordinaten des Target-Drahts in den drei verschiedenen Datensätzen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Position des Target-Drahts unterlag während der Datennahme leichten Schwankungen. Mit dem Schnitt $\Delta x < 1$ mm auf den Abstand der Spurprojektion von der Position des Target-Drahts wurden die Fehler der ermittelten x- und z-Position berücksichtigt. Die y-Position wurde nicht berücksichtigt, da es sich beim Target-Draht Innen II um einen vertikalen Draht handelt. Für den OTR

	Run17153	Run17154	Run17155
x [cm]	$0,454 \pm 0,007$	$0,444 \pm 0,006$	$0,446 \pm 0,007$
z [cm]	$-4,84 \pm 0,06$	$-4,84 \pm 0,06$	$-4,84 \pm 0,06$

Tabelle 5.1: *Die x- und z-Koordinaten des verwendeten Target-Drahts in den drei Datensätzen, die durch Anpassung einer Gauß-Kurve an die Koordinatenverteilungen der Primär-Vertizes der FLT-getriggerten Ereignisse bestimmt wurden.*

wurde verlangt, dass mindestens 200 Treffer in den oben genannten Superlagen vorhanden waren. Dieser Schnitt gewährleistete die Unterdrückung von Ereignissen, die durch Rauschen in den Superlagen des OTR als nicht leer erkannt worden wären.

Mittels Kombination der Forderungen für beide Subdetektoren wurden leere Ereignisse von nicht leeren unterschieden. Eine Kombination von zwei Subdetektoren wurde gewählt, um die Wahrscheinlichkeit gering zu halten, dass Rauschen in einem Subdetektor fälschlicherweise als nicht leeres Ereignis gewertet wird. Die Anzahl an Ereignissen, die die einzelnen Kriterien erfüllten bzw. nicht erfüllten, sind in Tabelle 5.2 und 5.3 aufgelistet. Insgesamt waren 68272 Ereignisse in den drei Datensätzen vorhanden. In die weitere Analyse gingen 26 Ereignisse nicht ein, da sie einen Triggercode besaßen, der nicht dem des Minimum-Bias-Triggers oder des FLTs entsprach.

Minimum-Bias-Trigger				
VDS	OTR	Run17153	Run17154	Run17155
+	−	131	106	202
−	+	1188	967	2482
+	+	3174	2482	4881
−	−	4044	3223	6618
nicht leer		3174	2482	4881
leer		5363	4296	8735

Tabelle 5.2: *Die Anzahl der Minimum-Bias-Ereignisse, welche die Kriterien für leere Ereignisse in den Subdetektoren bzw. ihrer Kombination erfüllten bzw. nicht erfüllten. Mit + ist gemeint, dass das entsprechende Kriterium erfüllt wurde. Ein − bedeutet, dass das Kriterium nicht erfüllt wurde.*

Die insgesamt 32 leeren FLT-getriggerten Ereignisse gingen in die weitere Analyse ebenfalls nicht ein. Für jeden der drei betrachteten Runs wurde die Zahl der leeren Minimum-Bias-Ereignisse und die Zahl aller Minimum-Bias-Ereignisse pro Bunch-Nummer (BX-Nummer) bestimmt. Dabei wurden alle Bunch-Nummern außer Acht gelassen, von denen man anhand des idealisierten Füllschemas – siehe Abschnitt 2.1.1

FLT-Trigger				
VDS	OTR	Run17153	Run17154	Run17155
+	–	0	1	0
–	+	8	10	13
+	+	9541	8515	21227
–	–	0	0	0
nicht leer		9541	8515	21227
leer		8	11	13

Tabelle 5.3: *Die Anzahl der FLT-Ereignisse, welche die Kriterien für leere Ereignisse in den Subdetektoren bzw. ihrer Kombination erfüllten bzw. nicht erfüllten. Mit + ist gemeint, dass das entsprechende Kriterium erfüllt wurde. Ein − bedeutet, dass das Kriterium nicht erfüllt wurde.*

auf Seite 12 – wusste, dass sie leer waren. Die Spektren sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Positionen der leeren Bunche in den realen Daten stimmen nicht mit den Positionen des idealisierten Füllschemas überein, da während der Datennahme eine zeitliche Verzögerung durch die feste Latenzzeit der DAQ hinzukommt [Brä 02], die für eine Verschiebung des idealen Füllschemas sorgt.

Zusätzlich zur Entscheidung, ob eine Wechselwirkung in einem Ereignis stattgefunden hat oder nicht, wurde für alle Ereignisse die Treffermultiplizität im Vetobereich – FED-Crate 0 und 13 – zur weiteren Verwendung gespeichert. Dazu wurden die Treffersignale in den insgesamt $15 \cdot 256 = 3840$ FED-Kanälen der 15 FED-Tochterkarten addiert. Dabei wurden einzelne Kanäle maskiert, von denen bekannt war, dass sie keine Verbindungen zu den Photon-Detektoren der RICH-Fokalebene besaßen.

5.2.4 Bestimmung der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen

Da nun für alle 180 nominell gefüllten Protonen-Bunche in den drei untersuchten Datensätzen die Anzahl aller und die Anzahl leerer Ereignisse bekannt waren, die vom Minimum-Bias-Trigger selektiert wurden, konnte für jedes Protonen-Bunch die Wahrscheinlichkeit $p(0)$ bestimmt werden, dass bei seiner Durchquerung der Wechselwirkungszone keine Wechselwirkung stattfand. Dazu wurde das Verhältnis

$$p(0) = \frac{N_{\text{leer}}}{N_{\text{alle}}} \tag{5.3}$$

gebildet. Dabei stellt N_{alle} die Anzahl aller Ereignisse dar, die vom Minimum-Bias-Trigger getriggert wurden. N_{leer} stellt den Anteil leerer Ereignisse dar, die vom Minimum-Bias-Trigger getriggert wurden. Aus den bestimmten Wahrscheinlichkeiten $p(0)$ wurde nach Gleichung 5.2 die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen μ bestimmt. Die daraus

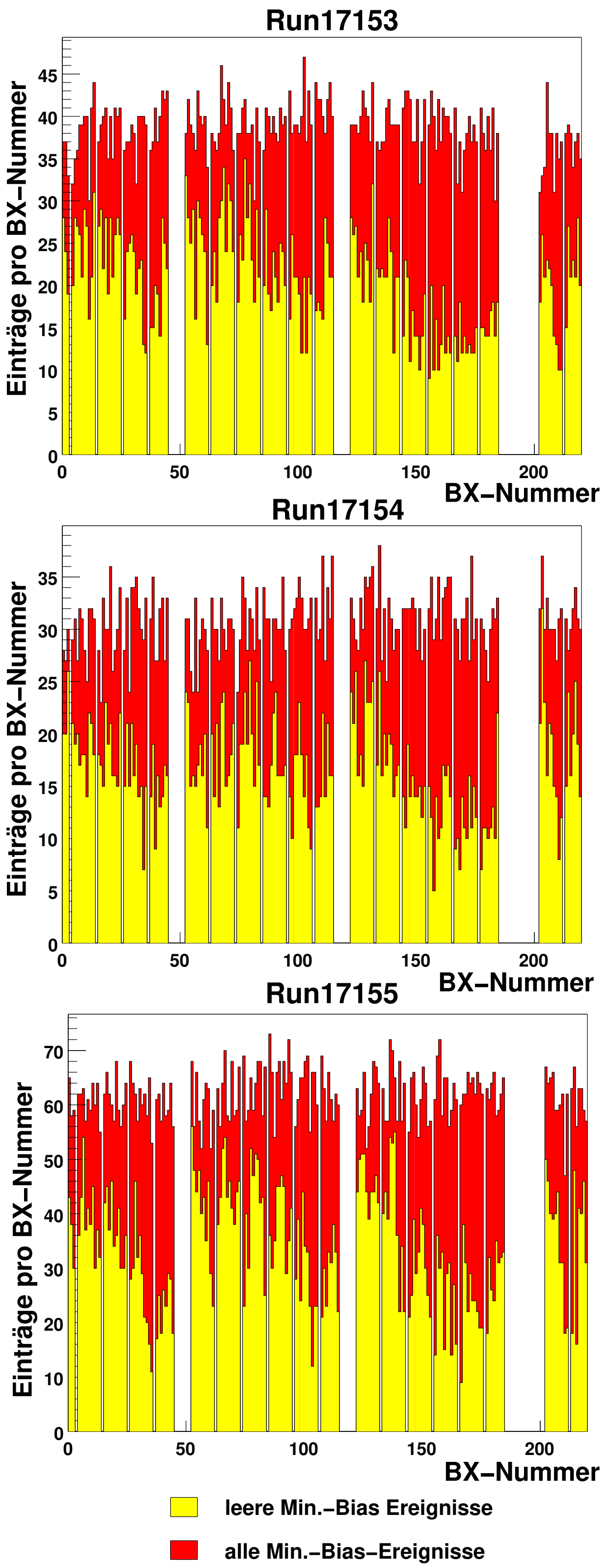

Abbildung 5.2: *Die Anzahl aller und leerer Ereignisse pro Bunch-Cross-Nummer (BX-Nummer) aller drei Runs, die mit dem Minimum Bias Trigger genommen wurden.*

berechneten Werte von μ für alle 180 Protonen-Bunche und für alle drei Datensätze sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

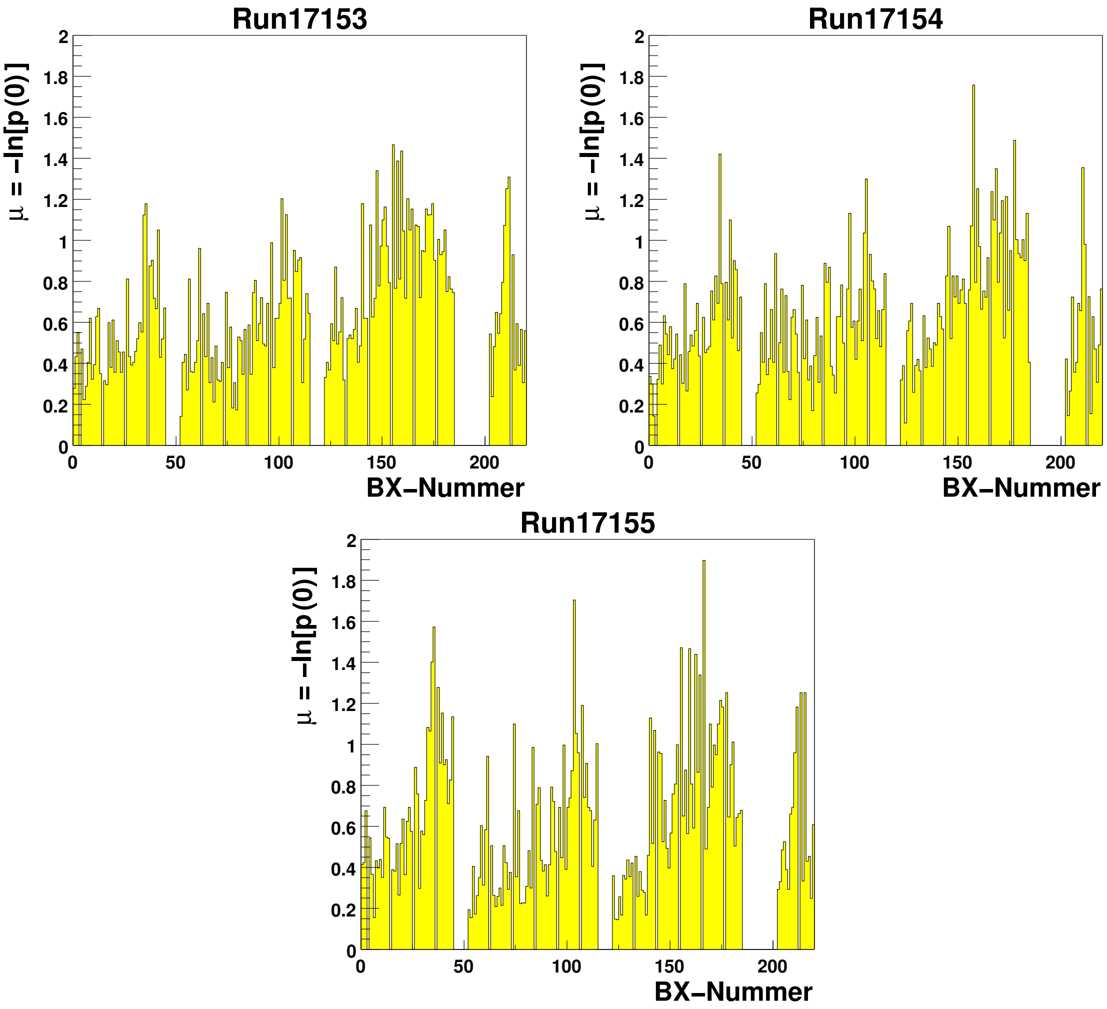

Abbildung 5.3: *Die ermittelte mittlere Anzahl von Wechselwirkungen $\mu = -\ln[p(0)]$ pro Protonen-Bunch. Gezeigt sind die Werte für die drei Datensätze Run17153 (oben links), Run17154 (oben rechts), Run17155 (unten).*

Der Fehler der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen

Der Fehler der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen, welche ein Protonen-Bunch bei Durchquerung der Wechselwirkungszone auslöste, wurde über den Fehler der Wahrscheinlichkeit $p(0)$, dass das Protonen-Bunch keine Wechselwirkung auslöste, bestimmt. Für jeden Protonen-Bunch sind die leeren Ereignisse eine Untermenge aller Ereignisse. Daher ist bei bekannter Wahrscheinlichkeit $\tilde{p}(0)$, dass das betrachtete Protonen-Bunch keine Wechselwirkung auslöste, die Wahrscheinlichkeit P, dass in N_{alle} Ereignissen N_{leer}

leere Ereignisse stattgefunden haben, gegeben durch eine Binomialverteilung

$$P(N_{\text{leer}}) = \binom{N_{\text{alle}}}{N_{\text{leer}}} \cdot \tilde{p}(0)^{N_{\text{leer}}} \cdot [1 - \tilde{p}(0)]^{(N_{\text{alle}} - N_{\text{leer}})}. \tag{5.4}$$

Ist die Wahrscheinlichkeit $\tilde{p}(0)$, dass ein Protonen-Bunch keine Wechselwirkung auslöst, unbekannt, so kann aus der Zählung von N_{leer} und N_{alle} ein Schätzwert

$$p(0) = \frac{N_{\text{leer}}}{N_{\text{alle}}} \tag{5.5}$$

für die Wahrscheinlichkeit $p(0)$ bestimmt werden. Dies entspricht Gleichung 5.3. Der Fehler $\sigma_{p(0)}$ der Wahrscheinlichkeit $p(0)$ ist bestimmt durch:

$$\begin{aligned} \sigma_{p(0)} &= \sqrt{\frac{p(0) \cdot [1 - p(0)]}{N_{\text{alle}}}}, \quad \text{für} \quad p(0) \neq 0\,;1 \quad \text{und} \\ \sigma_{p(0)} &= 1 - 0,32^{[1/(N_{\text{alle}}+1)]}, \quad \text{für} \quad p(0) = 0\,;1. \end{aligned} \tag{5.6}$$

Dabei wurde für den Fall $p(0) = 0\,;1$ eine Konfidenzwahrscheinlichkeit von 68% zugrunde gelegt [Ada 02]. Der Fehler der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen μ ist dann gegeben durch

$$\sigma_{\mu} = \frac{\sigma_{p(0)}}{p(0)}. \tag{5.7}$$

Die Fehler, die für die 180 Protonen-Bunche aller drei Datensätze bestimmt wurden, sind in den BX-Spektren in Abbildung 5.4 gezeigt.

5.2.5 Bestimmung der Triggerrate des FLTs

Im letzten Abschnitt wurde beschrieben, wie man aus einem Datensatz, der bei einer konstanten Targetrate genommen wurde, verschiedene Wechselwirkungsraten extrahieren kann. Um die Abhängigkeit der FLT-Triggerrate von der Wechselwirkungsrate zu bestimmen, musste zusätzlich die FLT-Triggerrate bestimmt werden. Diese wurde durch die Anzahl der FLT-getriggerten Ereignisse pro Protonen-Bunch genähert. Wurde in den Daten ein Ereignis gefunden, welches mit dem Triggercode des FLTs markiert war, wurde im Spektrum der Bunch-Cross-Nummern (BX-Nummer) bei der entsprechenden BX-Nummer des Ereignisses der Inhalt um Eins erhöht. Die so entstandenen BX-Spektren der FLT-getriggerten Ereignisse sind für alle drei Datensätze in Abbildung 5.5 gezeigt. Somit dient die Anzahl der FLT-getriggerten Ereignisse, welche ein Protonen-Bunch ausgelöst hat, als Maß für die Triggerrate, die es verursacht hat.

5.3 Funktionale Abhängigkeit der FLT-Triggerrate und die Beeinflussung durch Einsatz eines Vetosystems

In den letzten beiden Abschnitten wurde beschrieben, wie für jedes einzelne der insgesamt $3 \cdot 180$ Protonen-Bunche der drei Datensätze die mittlere Anzahl der Wechselwirkungen, die es ausgelöst hat, und die Anzahl der FLT-getriggerten Ereignisse bestimmt

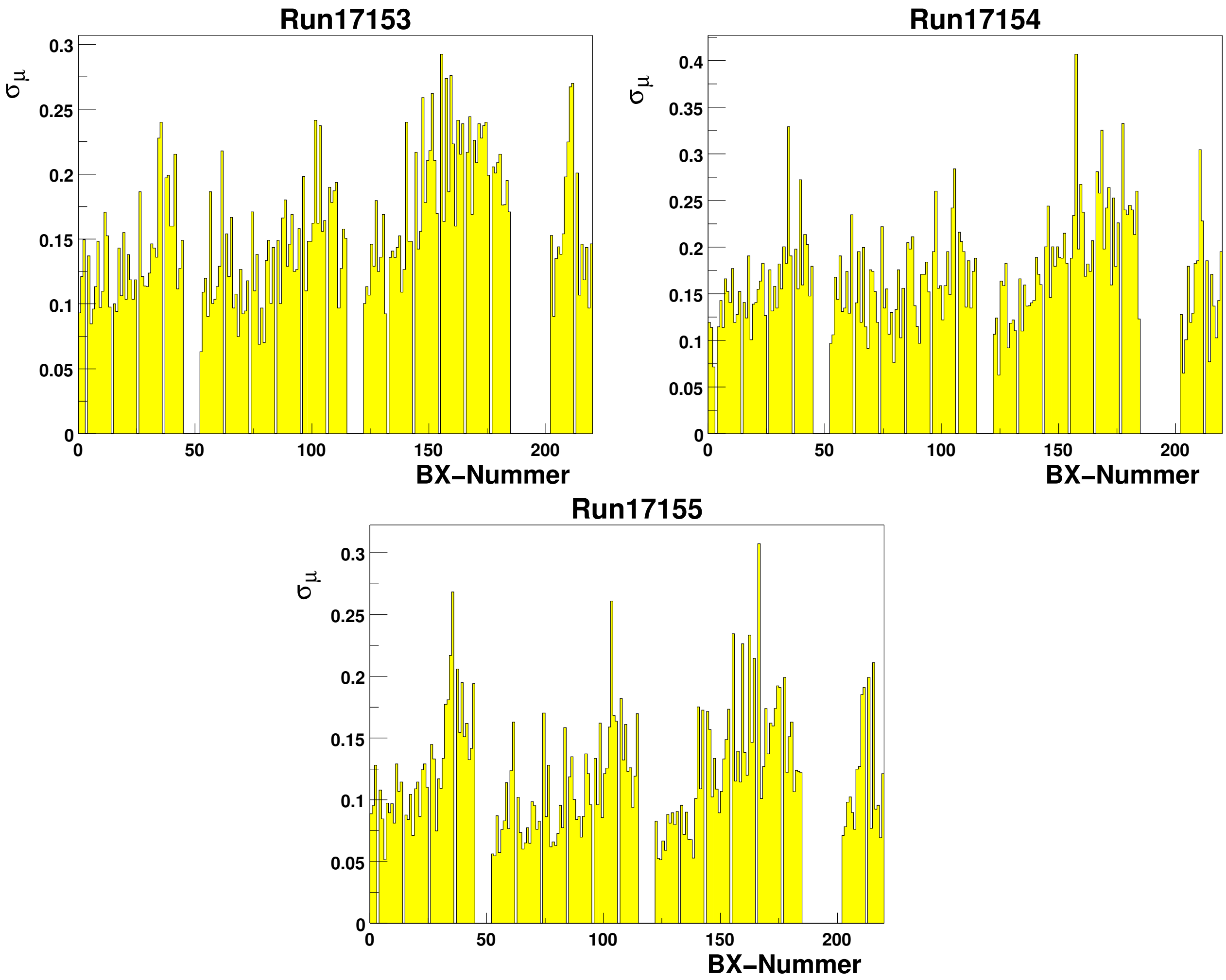

Abbildung 5.4: *Die berechneten Fehler σ_μ der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen μ pro Protonen-Bunch. Gezeigt sind die Fehler für die drei betrachteten Datensätze Run17153 (oben links), Run17154 (oben rechts), Run17155 (unten).*

wurden. Beide Informationen konnten über die BX-Spektren eindeutig den einzelnen Protonen-Bunchen zugeordnet werden.

Ordnet man die Bunche nach der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen μ von kleinen zu großen Werten für μ, erwartet man, dass in Protonen-Bunchen mit größeren Werten für μ mehr FLT-Ereignisse erzeugt wurden als im Bereich kleiner Werte für μ. Da der Algorithmus des FLTs nach Spurkandidaten sucht, indem er Spursegmente mit Treffern in zuvor ermittelten begrenzten Fenstern (RoIs) zu verbinden versucht, findet er in Ereignissen, die eine hohe Trefferanzahl aufweisen, vermehrt Spuren, welche die Triggerbedingungen erfüllen. Aus diesem Grund ist der FLT sensitiver auf Ereignisse mit einer hohen Treffermultiplizität, die durch Mehrfachwechselwirkungen innerhalb eines Ereignisses verursacht werden. Man erwartet deshalb eine nichtlineare Zunahme der FLT-Triggerrate mit der Wechselwirkungsrate. In der verwendeten Methode be-

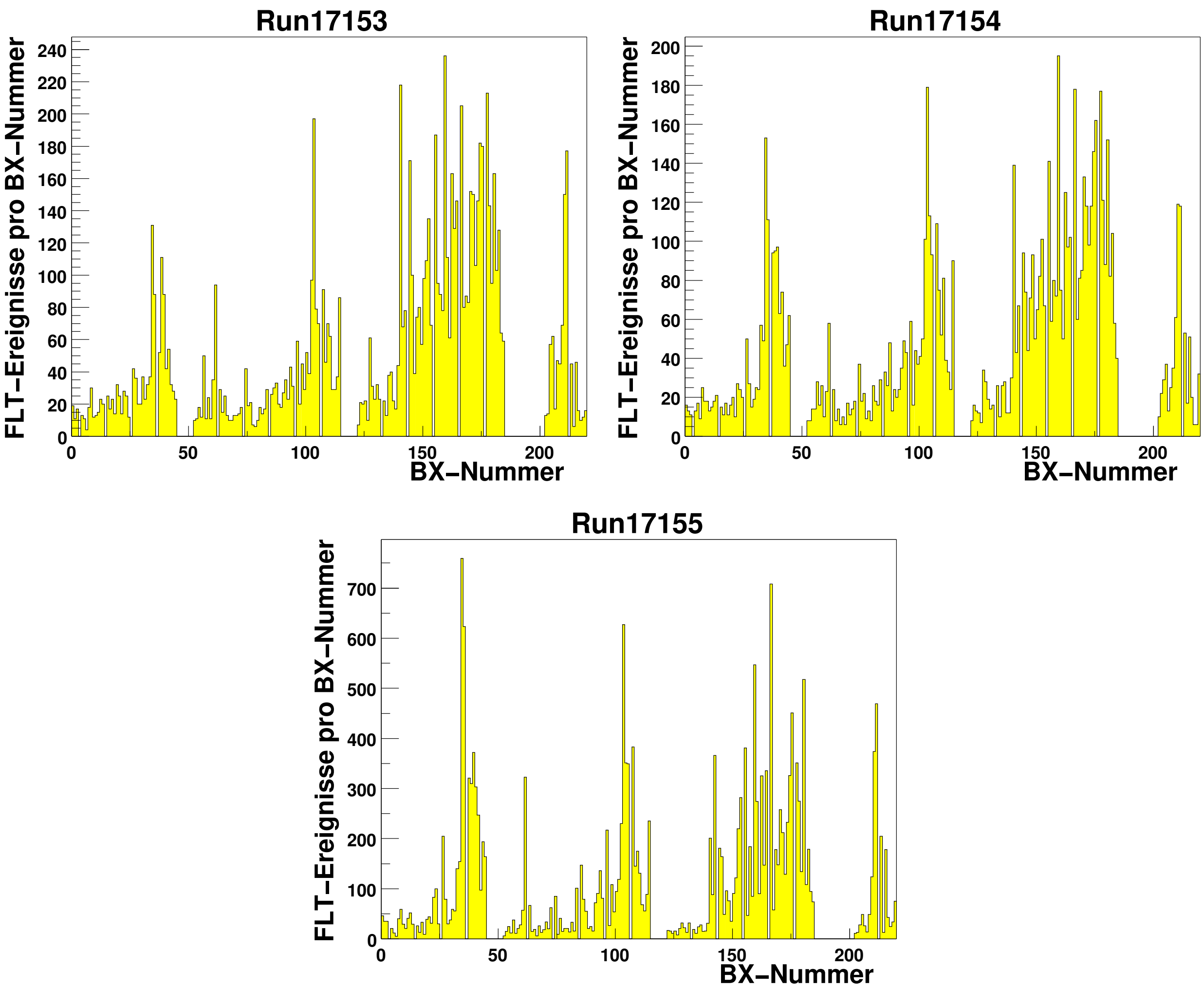

Abbildung 5.5: *Die gezählten FLT-Ereignisse pro BX-Nummer. Gezeigt sind die Zahlen der FLT-Ereignisse für die drei betrachteten Datensätze Run17153 (oben links), Run17154 (oben rechts), Run17155 (unten).*

deutet das, dass die Anzahl der FLT-Ereignisse nichtlinear mit der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen μ zunimmt.

Nach der oben beschriebenen Methode standen $3 \cdot 180 = 540$ Wertepaare zur Abschätzung des Verhaltens der FLT-Triggerrate mit der Wechselwirkungsrate zur Verfügung. Für jedes der $3 \cdot 180 = 540$ Bunche war die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen μ und die zugehörige Anzahl der erzeugten FLT-Ereignisse bekannt. Mit diesen Wertepaaren wurde ein Histogramm gefüllt, in welchem auf der Abszisse μ und auf der Ordinate die Anzahl der FLT-Ereignisse aufgetragen wurde. Um den funktionalen Charakter des Verhaltens der FLT-Triggerrate abschätzen zu können, durfte die Anzahl der Messpunkte nicht zu gering sein. Um eine Einteilung der Abszisse im Rahmen der Fehler von μ durchführen zu können, wurden alle Protonen-Bunche, deren

Fehler $\sigma_\mu > \sigma_\mu^{\max} = 0,2$ war, für die weitere Abschätzung ignoriert.

Um ausreichend viele Messwerte zu erhalten, die ein nichtlineares Verhalten der FLT-Triggerrate zeigen, wurde die Abszisse in Bins der Größe $\sigma_\mu^{\max} = 0,2$ eingeteilt. Um die Schwankungen der μ-Werte klein gegen die Bin-Breite zu halten, wäre eine Bin-Breite von $(2,5-3)\sigma_\mu^{\max}$ zu wählen. Da durch die Forderung $\sigma_\mu \leq 0{,}2$ jedoch keine Werte $\mu > 1{,}2$ übrigblieben, hätte eine solche Einteilung nur zwei Bins für μ hervorgebracht, sodass ein nichtlineares Verhalten nicht erkennbar gewesen wäre. Die gewählte Bin-Breite von $\sigma_\mu^{\max} = 0,2$ stellt die untere Schwelle der Bin-Breite dar. Würde man die Bin-Breite kleiner als die maximale Schwankung der μ-Werte wählen, wäre eine eindeutige Zuordnung der μ-Werte zu den Bins nicht gewährleistet. Aus allen Anzahlen von FLT-Ereignissen, die in dasselbe Bin von μ fielen, wurde eine mittlere Anzahl von FLT-getriggerten Ereignisses bestimmt. Um dabei Wertepaaren mit einem kleineren statistischen Fehler mehr Gewicht einzuräumen, wurde dazu das gewichtete Mittel

$$\langle N_{\mathrm{FLT}} \rangle = \frac{\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \tag{5.8}$$

berechnet. Der Fehler des gewichteten Mittels wurde bestimmt durch:

$$\sigma_{\langle N_{\mathrm{FLT}} \rangle} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \frac{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}(x_i - \langle N_{\mathrm{FLT}} \rangle)^2}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}}. \tag{5.9}$$

Dabei sind $x_i = N_{\mathrm{FLT}}^i$ die Anzahl der FLT-Ereignisse zugehörig zu Protonen-Bunch i, $\sigma_i = \sqrt{N_{\mathrm{FLT}}^i}$ der entsprechende statistische Fehler und n die Anzahl von Wertepaaren die in das betrachtete Bin fielen.

Um die Änderung des Verhaltens bei Einsatz eines Vetosystems abzuschätzen, wurden für fünf verschiedene obere Schwellen für die Trefferanzahl im Vetobereich nur diejenigen FLT-Ereignisse pro Protonen-Bunch gezählt, deren Trefferanzahlen unterhalb der Schwellen lagen. Für alle fünf Schwellen wurde ebenfalls eine Einteilung der μ-Werte in Bins der Größe $\sigma_\mu^{\max}$ vorgenommen. Für jedes der μ-Bins wurde aus den Anzahlen der FLT-Ereignisse die mittlere Anzahl von FLT-Ereignissen wie oben beschrieben berechnet, die nach Anwenden des Schnittes übrigblieben. Eine Reduktion der mittleren Anzahl von FLT-getriggerten Ereignissen kommt einer Reduktion der FLT-Triggerrate gleich. Durch die Forderung $\sigma_\mu \leq 0{,}2$ gingen 86 der insgesamt $3 \cdot 180 = 540$ Wertepaare in die weitere Untersuchung nicht ein. Die Schnitte auf die Trefferanzahlen im Vetobereich betrugen 100, 200, 250, 400 und 500. Die in Abbildung 5.6 gezeigten Diagramme zeigen die FLT-Triggerrate in Abhängigkeit der Wechselwirkungsrate ohne bzw. mit Schnitten auf die Trefferanzahl im Vetobereich. In Abbildung 5.6 ist eindeutig das nichtlineare Verhalten der FLT-Triggerrate zu erkennen.

Um zusätzlich festzustellen, ob der Einsatz eines Vetosystems Einwirkungen auf die FLT-Triggerrate hat, wurde für jedes der $3 \cdot 180 = 540$ Protonen-Bunche das Verhältnis

$$R_i = \frac{N_{\mathrm{FLT}}^{\mathrm{Schnitt}}}{N_{\mathrm{FLT}}}. \tag{5.10}$$

aus der Anzahl aller FLT-getriggerten Ereignisse N_{FLT} und der Anzahl der FLT-getriggerten Ereignisse $N_{\mathrm{FLT}}^{\mathrm{Schnitt}}$, deren Trefferanzahl im Vetobereich unterhalb der Schwelle lagen, berechnet. Die Anzahlen N_{FLT} und $N_{\mathrm{FLT}}^{\mathrm{Schnitt}}$ sind korreliert. Die Wahrscheinlichkeit, dass von N_{FLT} Ereignissen $N_{\mathrm{FLT}}^{\mathrm{Schnitt}}$ Ereignisse nach dem Schnitt übrigbleiben, ist daher durch eine Binomialverteilung (Gleichung 5.4) gegeben. Der Fehler σ_{R_i} wurde daher analog zu Gleichung 5.7 bestimmt. Für die μ-Werte wurde wie oben beschrieben eine Einteilung in Bins der Größe $\sigma_\mu^{\max}$ vorgenommen. Wertepaare mit $\sigma_\mu > \sigma_\mu^{\max}$ wurden nicht berücksichtigt. Aus allen Verhältnissen R_i, die in dasselbe Bin von μ fielen, wurde ein Mitelwert $\langle R \rangle$ bestimmt. Dazu wurde das gewichtete Mittel mit dem Fehler analog zu Gleichung 5.8 bzw. Gleichung 5.9 berechnet. Als Fehler wurde $\sigma_i = \sigma_{R_i}$ verwendet. Das Diagramm, welches den Verlauf der FLT-Triggerrate in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate zeigt, und die Diagramme, die die mittleren Verhältnisse $\langle R \rangle$ aller FLT-Ereignisse zu den übrriggebliebenden FLT-Ereignissen in Abhängigkeit der Wechselwirkungsrate zeigen, sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

5.4 Diskussion der Ergebnisse und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine Methode präsentiert, wie aus einem Datensatz, der bei einer konstanten mittleren Wechselwirkungsrate am Target aufgezeichnet wurde, ein Datensatz extrahiert werden konnte, der Studien zu einer variablen Wechselwirkungsrate erlaubte. Das Ziel der Untersuchung war die Abschätzung des Verhaltens der FLT-Triggerrate mit der Wechselwirkungsrate. Es wurde gezeigt, dass die FLT-Triggerrate nichtlinear mit der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Ereignis μ skaliert. Der FLT ist demnach sensitiver auf Ereignisse mit mehreren simultanen Wechselwirkungen. Da die Treffermultiplizität eines Ereignisses mit der Anzahl simultaner Wechselwirkungen korreliert ist, soll diese Eigenschaft des FLTs durch das RICH-Vetosystem mit einem Schnitt auf die Treffersumme im Vetobereich korrigiert werden. Die Einflüsse durch verschiedene Schnitte auf die Trefferanzahl im Vetobereich sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Einsatz eines Vetosystems die FLT-Triggerrate für größere Werte der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Ereignis vermindert. Dieser Einfluss des Vetosystems ist relativ groß für kleine Werte der oberen Schwelle für die Trefferanzahl im Vetobereich und nimmt für größere Werte der oberen Schwelle ab. Da jedoch mit dem Schnitt auf die Multiplizität ein Verlust an Signal-Ereignissen einhergeht, muss für den Schnitt ein Kompromiss zwischen der Linearisierung des Verhaltens der FLT-Triggerrate in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate und dem Verlust an Signal-Ereignissen gefunden werden. In Abschnitt 4.2.4 wurde der Verlust an J/ψ-Signal-Ereignissen in Abhängigkeit von der oberen Schwelle auf die Treffermultiplizität im Vetobereich abgeschätzt. Dort wurde eine untere Grenze für den Schnitt zu 250 Treffern im Vetobereich abgeschätzt, wobei ein Verlust von 10 % an J/ψ-Signal-Ereignissen zugrunde gelegt wurde.

Für den Einsatz des Vetosystems in der kommenden Datennahme-Periode ist ein Schnitt im Bereich oberhalb von 250 Treffern im Vetobereich empfehlenswert, um einen Verlust an J/ψ-Signal-Ereignissen von 10% nicht zu überschreiten. Der Einfluss, den das Vetosystem dann auf die FLT-Triggerrate haben wird, ist durch die Diagramme in Abbildung 5.7 abgeschätzt, bei denen ein Schnitt auf die Trefferzahlen der FLT-

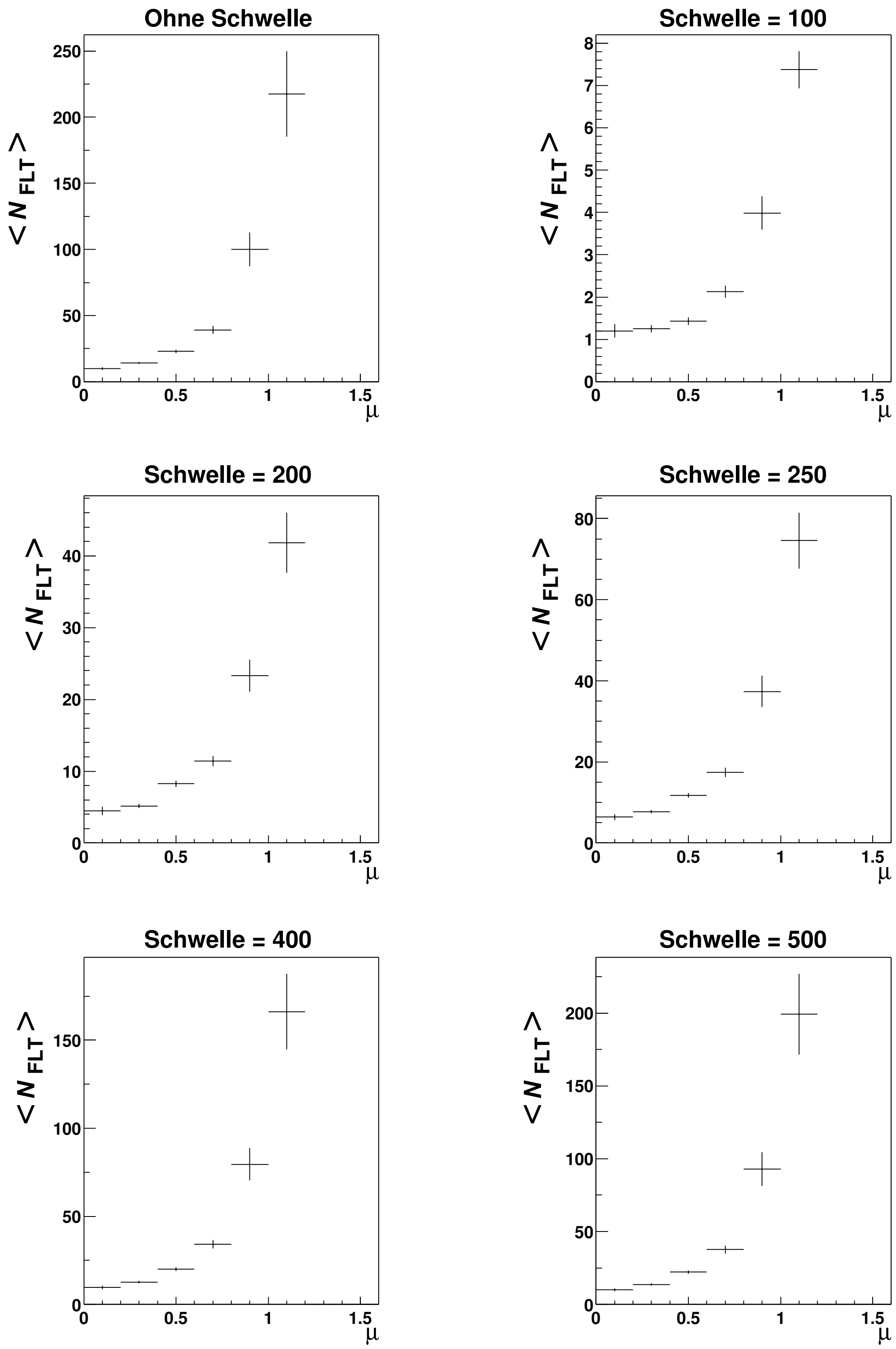

Abbildung 5.6: *Die FLT-Triggerrate in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen. Gezeigt sind die Abhängigkeiten ohne Anwendung eines Schnittes auf die Trefferzahl im Vetobereich (oben links) und für verschiedene Schnitte (oben rechts, Mitte und unten).*

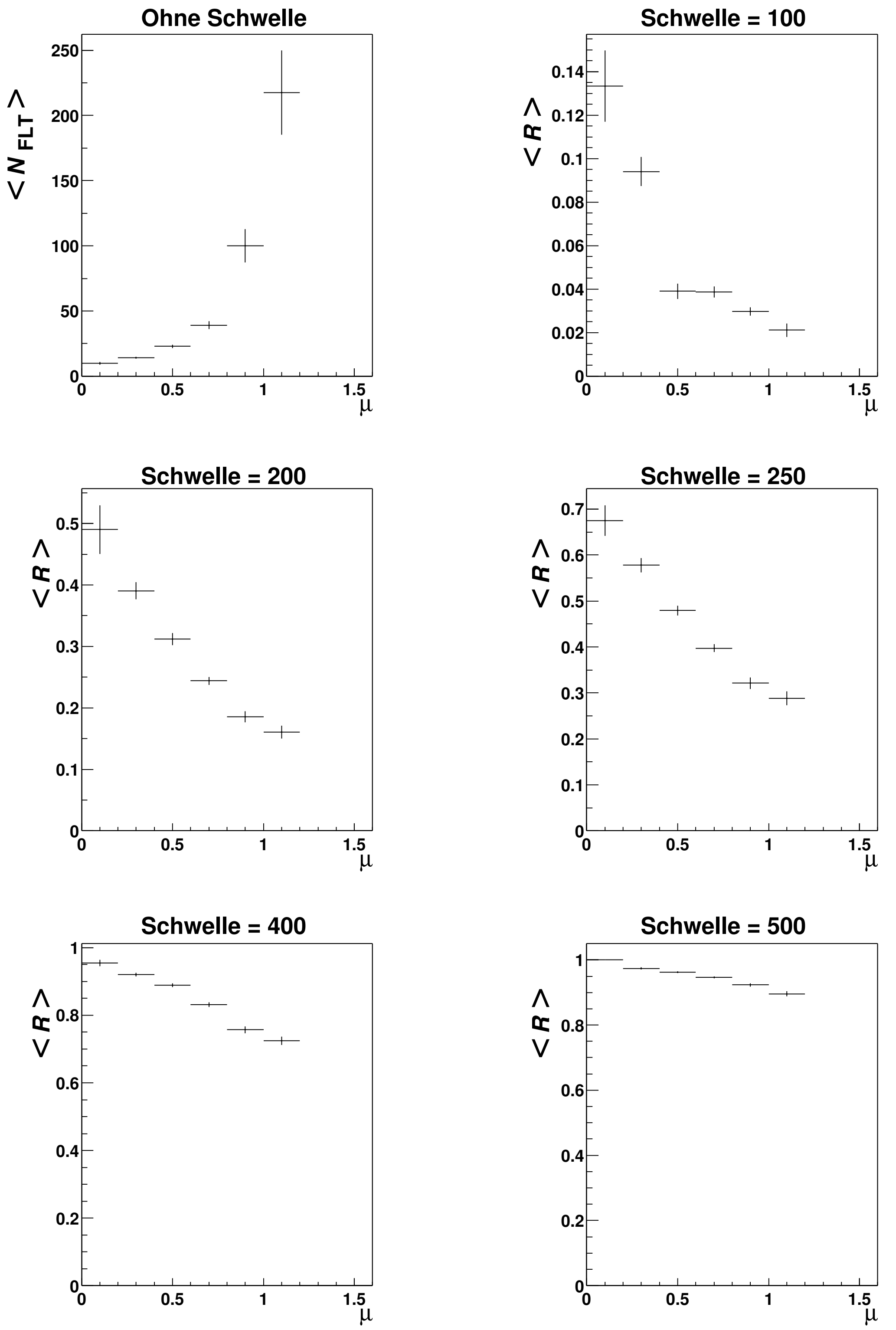

Abbildung 5.7: *Die FLT-Triggerrate als Funktion der Wechselwirkungsrate ohne Schwelle (oben links) und die mittleren Verhältnisse $\langle R \rangle$ berechnet aus der Anzahl aller FLT-Ereignisse und der Anzahl der FLT-Ereignisse, die nach Anwendung des Schnitts übrigblieben, in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate für verschiedene Schwellen (oben rechts, Mitte und unten).*

Ereignisse im Vetobereich angewandt wurde, der gleich oder oberhalb von 250 Treffern lag. Bei einem sehr harten Schnitt bei 250 Treffern ist der korrigierende Effekt des Vetosystems noch sehr ausgeprägt, wobei ein weicher Schnitt bei 500 Treffern kaum noch einen Einfluss auf die FLT-Triggerrate erzeugen wird. Ein moderater Schnitt im Bereich von 400 Treffern hält den Verlust an J/ψ-Ereignissen gering und erlaubt durch Reduktion der FLT-Triggerrate für höhere Wechselwirkungsraten eine Datennahme bei einer höheren mittleren Wechselwirkungsrate am Target.

Da die Breite der μ-Bins zu $1\,\sigma_\mu^{\max}= 0,2$ gewählt wurde, stellt das ermittelte Verhalten der FLT-Triggerrate lediglich eine Abschätzung dar und die Studien für den Einsatz eines Vetosystems geben den Trend eines Einflusses wieder. Es besteht die Möglichkeit, dass der Einfluss eines Vetosystems auf die Triggerrate bei höherer Wechselwirkungsrate geringer ausfällt, als die Untersuchung gezeigt hat. Anderseits sind in dieser Studie noch die Ereignisse hoher Multiplizität enthalten, die bei Verwendung eines Vetosystems nicht aufgezeichnet werden würden. Die Totzeiten des FLTs, die während der Datennahme durch Ereignisse mit hoher Multiplizität erzeugt wurden, konnten ebenfalls nicht berücksichtigt werden. Der wahre Einfluss durch das Verwerfen solcher Ereignisse konnte in dieser Studie nicht abgeschätzt werden, sodass der Effekt des Vetosystems auf die Triggerrate auch größer als gezeigt ausfallen kann.

Kapitel 6

Untersuchungen zur Funktion des Vetosystems und Bestimmung seiner Effizienz

Im März 2002 wurde die zweite Phase der Integration des Vetosystems in das HERA – B Experiment abgeschlossen. Dabei wurden zusätzlich zu den bereits installierten Komponenten des Vetosystems in FED-Crate 13 (Front End Driver, FED) Komponenten in FED-Crate 0 und das Veto-Board in der Elektronikhütte installiert. Damit stand das Vetosystem in der Konfiguration, wie sie in der kommenden Datennahme-Periode 2002/2003 eingesetzt wird, zur Verfügung. Im Juli 2002 konnten die ersten Daten mit einem vollständig funktionierenden Vetosystem genommen werden. Das Vetosystem wurde im transparenten Modus betrieben, sodass die Richtigkeit der Veto-Entscheidungen überprüft werden konnte. Dazu wurde der in der Datennahme verwendete Modus zur Erzeugung einer Veto-Entscheidung in der Software nachgebildet und die gespeicherten Trefferinformationen des Ereignisses verwendet, um eine emulierte Veto-Entscheidung zu erzeugen. Die Entscheidungen, welche vom Vetosystem während der Datennahme getroffen wurden, und die Entscheidungen des emulierten Vetosystems konnten auf diese Weise verglichen werden. Anhand dieser Vergleiche wurde die Effizienz des Vetosystems bestimmt.

6.1 Effizienz des Vetosystems

Das Vetosystem wird in der kommenden Datennahme-Periode verwendet werden und Einfluss darauf haben, ob Ereignisse gespeichert werden oder nicht. In einer zukünftigen Analyse der gespeicherten Ereignisse muss der Effekt des Vetosystems auf die Ereignisauswahl berücksichtigt werden, wie z. B. in der Luminositätsbestimmung. Für eine Bestimmung der Luminosität muss die Anzahl der Ereignisse bekannt sein, die vom Vetosystem aufgrund zu hoher Treffermultiplizität verworfen wurden. Da in diesen Ereignissen eine Wechselwirkung stattgefunden hat, tragen sie auch zur Luminosität bei. Geht der Effekt des Vetosystems auf die Ereignisauswahl in eine Analyse ein, muss die Effizienz bzw. Ineffizienz des Vetosystems in die Bestimmung der Resultate eingehen. Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit trifft das Vetosystem eine falsche Entscheidung, wodurch Ereignisse verworfen werden, die hätten akzeptiert werden müssen bzw. Ereignisse akzeptiert werden, die hätten verworfen werden müssen. Der erste Fall wird im Folgenden als Veto-Geister-Rate ν bezeichnet, der zweite Fall ist die Effizienz ε bzw. Ineffizienz $\kappa = (1 - \varepsilon)$ des Vetosystems.

Zur Bestimmung der Effizienz für eine positive Veto-Entscheidung der Elektronik wurde das Vetosystem im Juli 2002 während der Datennahme im transparenten Modus betrieben. Die Veto-Entscheidung wurde in den Ereignisdaten gespeichert, hatte jedoch keinen Einfluss darauf, ob ein Ereignis gespeichert wurde oder nicht. Mit Hilfe der gespeicherten Trefferinformationen im RICH-Detektor wurde durch Nachbildung der Logik des Vetosystems mittels Software eine Referenz-Veto-Entscheidung getroffen. Dazu wurde die Summenbildung, insbesondere auch das Abschneiden der LSBs durch die BSCs, und der Vergleich der Summe mit der eingestellten Schwelle emuliert. Die Veto-Entscheidung, die das Vetosystem während der Datennahme traf, wurde mit der Referenz-Veto-Entscheidung des emulierten Vetosystems verglichen, um seine Richtigkeit zu prüfen. Stimmten beide Veto-Entscheidungen überein, wurde die Veto-Entscheidung des Vetosystems als richtig definiert. Entsprechend wurde die Veto-Entscheidung als falsch bezeichnet, falls die Veto-Entscheidung des Vetosystems nicht mit der Referenz-Veto-Entscheidung der emulierten Logik übereinstimmte.

Es wurden drei Datensätze zur Bestimmung der Effizienz verwendet. Die drei Datensätze – Run19145, Run19155 und Run19185 – wurden mit unterschiedlichen Schnitten auf die Trefferanzahl im Vetobereich und mit verschiedenen Veto-Modi aufgezeichnet. In allen drei Datensätzen wurde die Anzahl der Ereignisse $N^{\mathrm{pos}}_{\mathrm{richtig}}$ bestimmt, in denen das Vetosystem eine richtige positive Veto-Entscheidung getroffen hat.

Die Effizienz ist bestimmt durch

$$\varepsilon = \frac{N^{\mathrm{pos}}_{\mathrm{richtig}}}{N^{\mathrm{pos}}_{\mathrm{emul}}}. \tag{6.1}$$

Dabei ist $N^{\mathrm{pos}}_{\mathrm{emul}}$ die Anzahl der positiven Veto-Entscheidungen, die mit dem emulierten Vetosystem getroffen wurden. Bei bekannter Effizienz $\tilde{\varepsilon}$ des Vetosystems ist die Wahrscheinlichkeit, von N_{emul} Veto-Entscheidungen N_{richtig} richtige zu treffen, gegeben durch eine Binomialverteilung

$$P(N_{\mathrm{richtig}}) = \binom{N_{\mathrm{emul}}}{N_{\mathrm{richtig}}} \cdot \tilde{\varepsilon}^{N_{\mathrm{richtig}}} \cdot (1 - \tilde{\varepsilon})^{(N_{\mathrm{emul}} - N_{\mathrm{richtig}})}. \tag{6.2}$$

Ist die Effizienz $\tilde{\varepsilon}$ des Vetosystems nicht bekannt, kann durch Bestimmung von N_{richtig} und N_{emul} ein Schätzwert ϵ für die Effizienz ermittelt werden:

$$\varepsilon = \frac{N_{\mathrm{richtig}}}{N_{\mathrm{emul}}}. \tag{6.3}$$

Der Fehler wird wie folgt bestimmt:

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot (1 - \epsilon)}{N_{\mathrm{emul}}}}, \qquad \text{für} \quad \varepsilon \neq 0\,;1 \quad \text{und} \tag{6.4}$$

$$\sigma_\varepsilon = 1 - 0{,}32^{[1/(N_{\mathrm{emul}}+1)]}, \quad \text{für} \quad \varepsilon = 0\,;1\,. \tag{6.5}$$

Dabei wurde für den Fall $\varepsilon = 0\,;1$ eine Konfidenzwahrscheinlichkeit von 68% zu Grunde gelegt (siehe z.B. [Ada 02] für eine Herleitung). Zur Bestimmung der Effizienz einer positiven Veto-Entscheidung ist $N_{\text{richtig}} = N_{\text{richtig}}^{\text{pos}}$ und $N_{\text{emul}} = N_{\text{emul}}^{\text{pos}}$ zu setzen.

Die Veto-Geister-Rate ν, mit der die Elektronik eine positive Veto-Entscheidung traf, als sie eine negative hätte treffen müssen, wurde bestimmt über:

$$\nu = \frac{N_{\text{falsch}}^{\text{pos}}}{N_{\text{emul}}^{\text{neg}}}\,. \tag{6.6}$$

Dabei stellt $N_{\text{falsch}}^{\text{pos}}$ die Anzahl positiver Veto-Entscheidungen dar, die von der Elektronik des Vetosystems fälschlicherweise getroffen wurden. Die Größe $N_{\text{emul}}^{\text{neg}}$ ist die Anzahl negativer Veto-Entscheidungen des emulierten Vetosystems.

6.1.1 Ergebnisse von Run19145

Der Datensatz Run19145 wurde im Juli 2002 bei einer konstanten mittleren Wechselwirkungsrate am Target von 5 MHz mit dem Minimum-Bias-Trigger aufgezeichnet. Als Target-Draht wurde Innen II benutzt. Der verwendete Veto-Modus entsprach dem ersten Modus der vier möglichen programmierbaren Veto-Modi (Abbildung 3.6 auf Seite 38). Ereignisse, für die eine positive Veto-Entscheidung getroffen werden sollte, besaßen eine Trefferanzahl im Vetobereich, die gleich der programmierten Schwelle war oder oberhalb lag. Die verwendete Schwelle betrug 30 Treffer im Vetobereich. Es wurde bewusst eine niedrige Schwelle gewählt, um viele positive Veto-Entscheidungen vom Vetosystem zu erhalten. Der Datensatz enthielt insgesamt 505054 Ereignisse. Die von der Elektronik und dem emulierten Vetosystem getroffenen Entscheidungen sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Vetosystem		Emuliertes Vetosystem	
Entscheidung	Anzahl	Entscheidung	Anzahl
positiv (richtig)	183024	positiv	183025
positiv (falsch)	0		
negativ (richtig)	322029	negativ	322029
negativ (falsch)	1		

Tabelle 6.1: *Die Veto-Entscheidungen der Elektronik und des emulierten Systems zur Bestimmung der Effizienz für den Datensatz Run19145.*

Die Effizienz, mit der die Elektronik des Vetosystems eine positive Veto-Entscheidung traf, wurde mit Gleichung 6.1 zu

$$\varepsilon = (99{,}9995 \pm 0{,}0005)\% \tag{6.7}$$

errechnet. Für eine bessere Darstellung wurde die Ineffizienz

$$\kappa = 1 - \varepsilon \tag{6.8}$$

bestimmt. Der Fehler σ_κ der Ineffizienz κ ist

$$\sigma_\kappa = \sigma_\varepsilon \,. \tag{6.9}$$

Für die Ineffizienz ergab sich ein Wert von

$$\kappa = (5 \pm 5) \cdot 10^{-6} \,. \tag{6.10}$$

Der Fehler wurde über Gleichung 6.5 bestimmt. Die Bestimmung der Effizienz des ersten Veto-Modus schließt die Bestimmung der Effizienz des zweiten Veto-Modus, bei dem statt einer oberen Schwelle eine untere Schwelle programmiert wird, mit ein, da sich die Logik des Vetosystems in diesen beiden Modi nicht unterscheidet. Die Veto-Entscheidung des zweiten Modus entspricht der Negation der Entscheidung bei Verwendung des ersten Modus.

Die Veto-Geister-Rate ν, mit der die Elektronik des Vetosystems Ereignisse verwarf, die es hätte akzeptieren müssen, wurde über Gleichung 6.6 zu

$$\nu = 0.0^{+4 \cdot 10^{-6}}_{-0} \tag{6.11}$$

bestimmt. Die Berechnung des Fehlers wurde entsprechend Gleichung 6.5 für eine zu Grunde liegende Binomialverteilung bestimmt. Der Fehler wurde asymmetrisch angegeben, da negative Werte für die Veto-Geister-Rate ν physikalisch keinen Sinn machen.

In Abbildung 6.1 sind die Trefferverteilungen für den gesamten RICH-Detektor und den Vetobereich gezeigt sowie die Trefferverteilungen der vom Vetosystem akzeptierten Ereignisse mit einer Trefferanzahl unterhalb von 30 Treffern im Vetobereich. Im oberen Teil der Abbildung 6.2 sind die Trefferverteilungen im Vetobereich aller Ereignisse und der akzeptierten Ereignisse gezeigt. Die Abszisse zeigt den Bereich um die programmierte Schwelle. Die Trefferverteilungen enthalten die Treffersummen im Vetobereich, bei denen das Abschneiden der Least-Significant-Bits (LSBs) durch die BSCs nicht emuliert wurde. Diese Diagramme geben die wahre Treffersumme im Vetobereich wieder. Im unteren Teil der Abbildung 6.2 sind die Trefferverteilungen im Vetobereich aller Ereignisse und der akzeptierten Ereignisse gezeigt, wie sie vom Veto-Board gesehen wurden. Das Abschneiden des LSBs der Treffersummen durch die BSCs wurde emuliert. Im Diagramm für die akzeptierten Ereignisse ist zu erkennen, dass die programmierte Schwelle von 30 eingehalten wurde. Im selben Diagramm erkennt man die eine Fehlentscheidung des Vetosystems in diesem Datensatz, bei der die Elektronik eine negative Veto-Entscheidung traf, obwohl sie eine positive hätte treffen müssen. Die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse, in denen das LSB nicht abgeschnitten wurde, zeigt Einträge bis 42 Treffer im Vetobereich. Da zur Bestimmung der Treffersumme im Vetobereich 15 BSCs verwendet wurden, waren bei der eingestellten Schwelle von 30 Treffersummen bis $30 + 15 = 45$ erlaubt.

In Abbildung 6.3 sind die Trefferverteilungen im gesamten RICH für die vom Vetosystem verworfenen und nicht verworfenen Ereignisse gezeigt. Die Verteilung der verworfenen Ereignisse unterschreitet wie erwünscht die eingestellte Schwelle nicht, wie es die Ausschnittvergrößerung zeigt. Die Verteilung der nicht verworfenen Ereignisse zeigt, wie sich ein Schnitt auf die Trefferanzahl im Vetobereich auf die Trefferanzahl im RICH überträgt. Es wurden kaum Ereignisse akzeptiert, die eine Trefferanzahl oberhalb von 1000 aufwiesen.

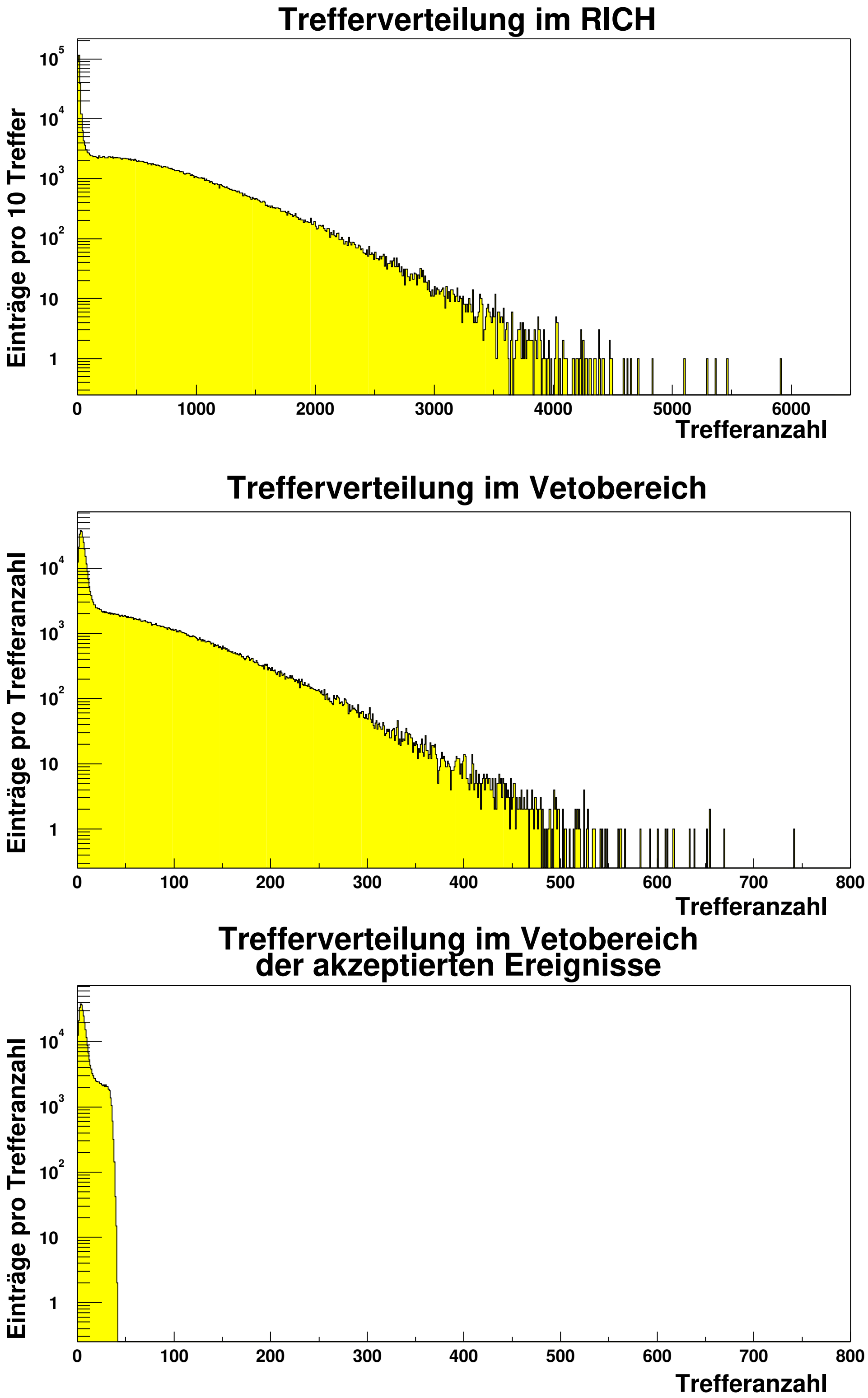

Abbildung 6.1: *Die Trefferverteilungen aller Ereignisse im gesamten RICH (oben) und im Vetobereich (Mitte), sowie die Trefferverteilung im Vetobereich der vom Vetosystem akzeptierten Ereignisse (unten) für Run19145. Die programmierte Schwelle betrug 30 Treffer im Vetobereich.*

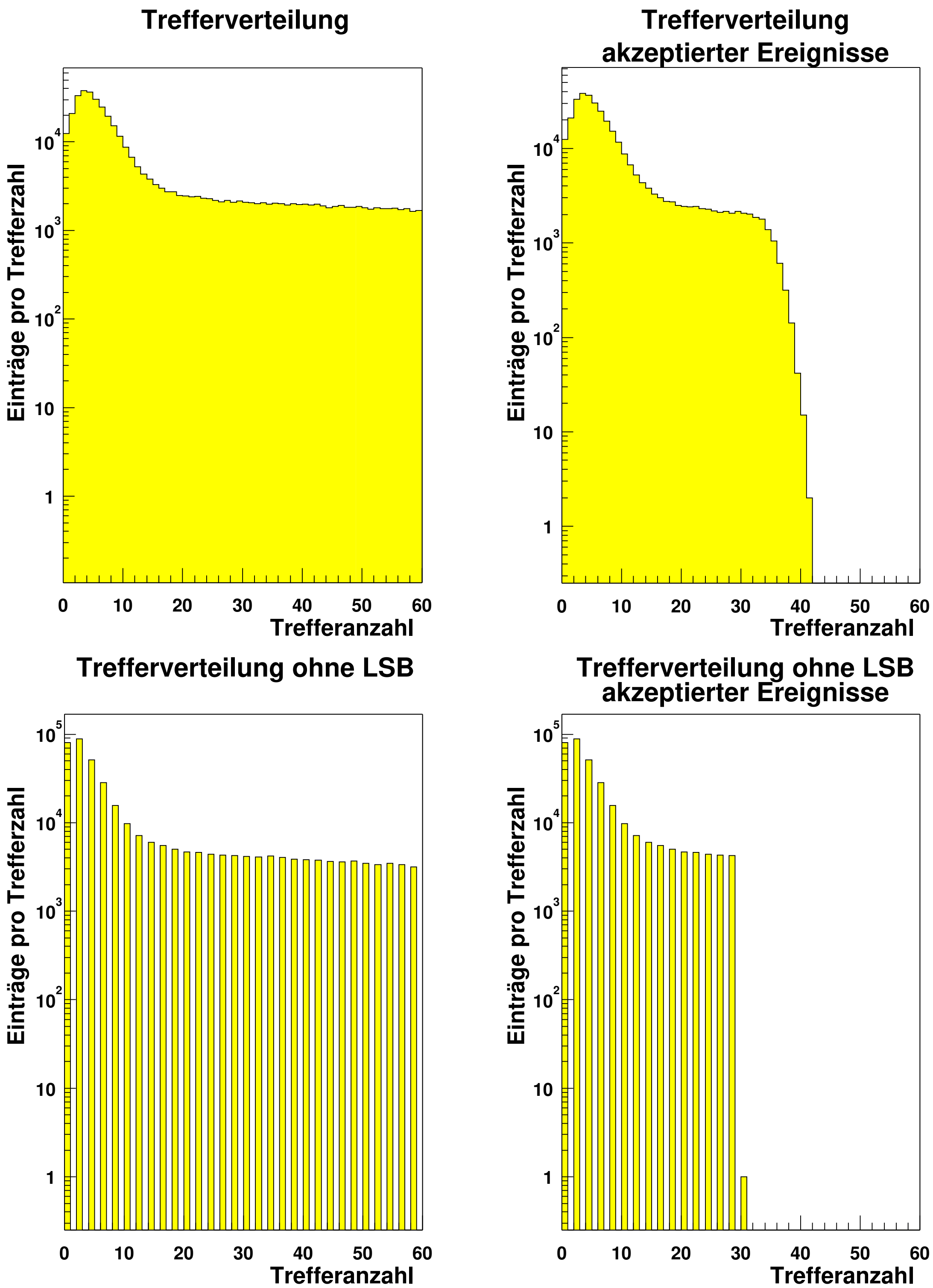

Abbildung 6.2: *Die Trefferverteilung aller Ereignisse im Vetobereich (oben links) und die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse im Vetobereich (oben rechts) im Bereich um die Schwelle für Run19145. In den unteren Diagrammen sind die Trefferverteilungen gezeigt, wie sie vom Vetosystem gesehen wurden. Es treten nur gerade Trefferanzahlen auf, da das LSB der von den BSCs bestimmten Summen abgeschnitten wurde. Gezeigt sind die Trefferverteilungen aller Ereignisse im Vetobereich (unten links) und die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse (unten rechts), in dem die eine falsche Entscheidung des Vetosystems zu sehen ist.*

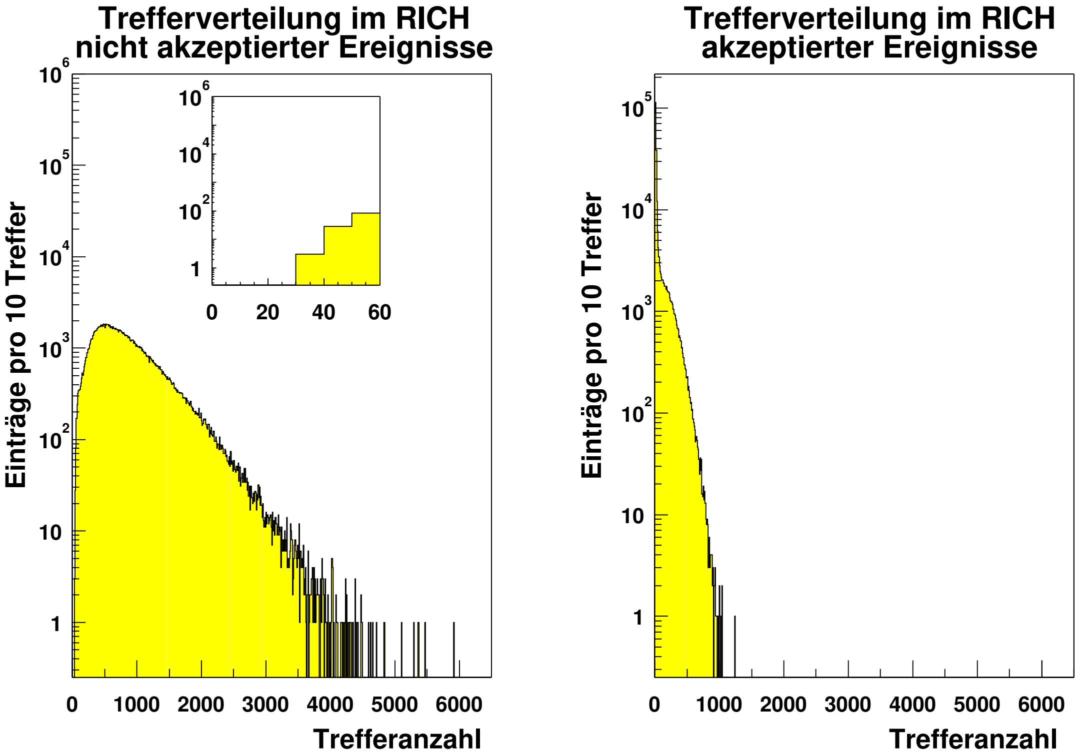

Abbildung 6.3: *Die Trefferverteilung im gesamten RICH für nicht akzeptierte Ereignisse (links) sowie für akzeptierte Ereignisse (rechts) von Run19145. Die Ausschnittvergrößerung zeigt den Bereich um die Schwelle. Die Trefferverteilung der nicht akzeptierten Ereignisse unterschritt die Schwelle nicht. Die Verteilung für akzeptierte Ereignisse zeigt, wie sich ein Schnitt auf die Trefferanzahl im Vetobereich auf die Trefferanzahl im RICH überträgt.*

6.1.2 Ergebnisse von Run19155

Der Datensatz Run19155 wurde im Juli 2002 bei einer variablen Wechselwirkungsrate am Target mit Hilfe des Minimum-Bias-Triggers aufgezeichnet. Der verwendete Target-Draht war Innen II. Das Veto-Board wurde in Veto-Mode 1 mit einer oberen Schwelle von 256 auf die Trefferanzahl im Vetobereich betrieben. Diese Schwelle stellt einen realistischen Wert für die Verwendung des Vetosystems in der kommenden Datennahme-Periode 2002/2003 dar. Es wurde derselbe Veto-Modus verwendet wie im Datensatz Run19145, um den Veto-Modus für zwei unterschiedliche Werte der Schwelle zu untersuchen. Insgesamt enthielt der Datensatz 150397 Ereignisse. Die Veto-Entscheidungen der Elektronik des Vetosystem und die Veto-Entscheidungen des emulierten Vetosystems sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die Effizienz und ihr Fehler wurden, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, zu

$$\varepsilon = (99{,}98 \pm 0{,}02)\% \tag{6.12}$$

Vetosystem		Emuliertes Vetosystem	
Entscheidung	Anzahl	Entscheidung	Anzahl
positiv (richtig)	4481	positiv	4482
positiv (falsch)	0		
negativ (richtig)	145915	negativ	145915
negativ (falsch)	1		

Tabelle 6.2: *Die Veto-Entscheidungen der Elektronik und des emulierten Systems zur Bestimmung der Effizienz für den Datensatz Run19155.*

berechnet. Die entsprechende Ineffizienz ergab sich nach Gleichung 6.8 und 6.9 zu

$$\kappa = (2 \pm 2) \cdot 10^{-4}\,. \tag{6.13}$$

Die Veto-Geister-Rate ν, mit der das Vetosystem Ereignisse fälschlicherweise verwarf, wurde zu

$$\nu = 0.0^{+8 \cdot 10^{-6}}_{-0} \tag{6.14}$$

bestimmt. Negative Werte für ν haben keine physikalische Bedeutung, daher ist der Fehler σ_ν asymmetrisch angegeben.

Die Trefferverteilungen aller Ereignisse für den gesamten RICH und den Vetobereich sowie die Trefferverteilung für den Vetobereich der Ereignisse, für die eine negative Veto-Entscheidung getroffen wurde, sind in Abbildung 6.4 gezeigt. In Abbildung 6.5 sind die Trefferverteilungen aller Ereignisse und der akzeptierten Ereignisse mit und ohne Emulation des Abschneidens der LSBs durch die BSCs gezeigt. Die Abszisse zeigt den Bereich um die Schwelle. Die Verteilung der wahren Treffer der akzeptierten Ereignisse bleibt unterhalb der maximal erlaubten Anzahl von $256+15 = 271$ Treffern. Das Diagramm, welches die Treffersummen mit Emulation des Abschneidens der LSBs der akzeptierten Ereignisse zeigt, enthält die eine Fehlentscheidung des Vetosystems.

In Abbildung 6.6 sind die Trefferverteilungen der nicht akzeptierten sowie der akzeptierten Ereignisse im gesamten RICH-Detektor gezeigt. Die Trefferverteilung der nicht akzeptierten Ereignisse enthält, wie es zu erwarten ist, keine Einträge unterhalb der programmierten Schwelle. Die Verteilung der akzeptierten Ereignisse zeigt, wie sich die programmierte Schwelle im Vetobereich auf die Treffermultiplizität im gesamten RICH auswirkt. Oberhalb von 3500 Treffern wurden nur noch vereinzelt Ereignisse akzeptiert.

6.1.3 Ergebnisse von Run19185

Der Datensatz Run19185 wurde im Juli 2002 bei einer mittleren Wechselwirkungsrate am Target von 1 MHz aufgezeichnet. Als Target-Drähte wurden Unten I und Innen II verwendet. Zur Auswahl der Ereignisse wurden zwei Triggermethoden parallel betrieben. Einerseits wurde der Software-Wechselwirkungstrigger verwendet. Dieser ist Teil

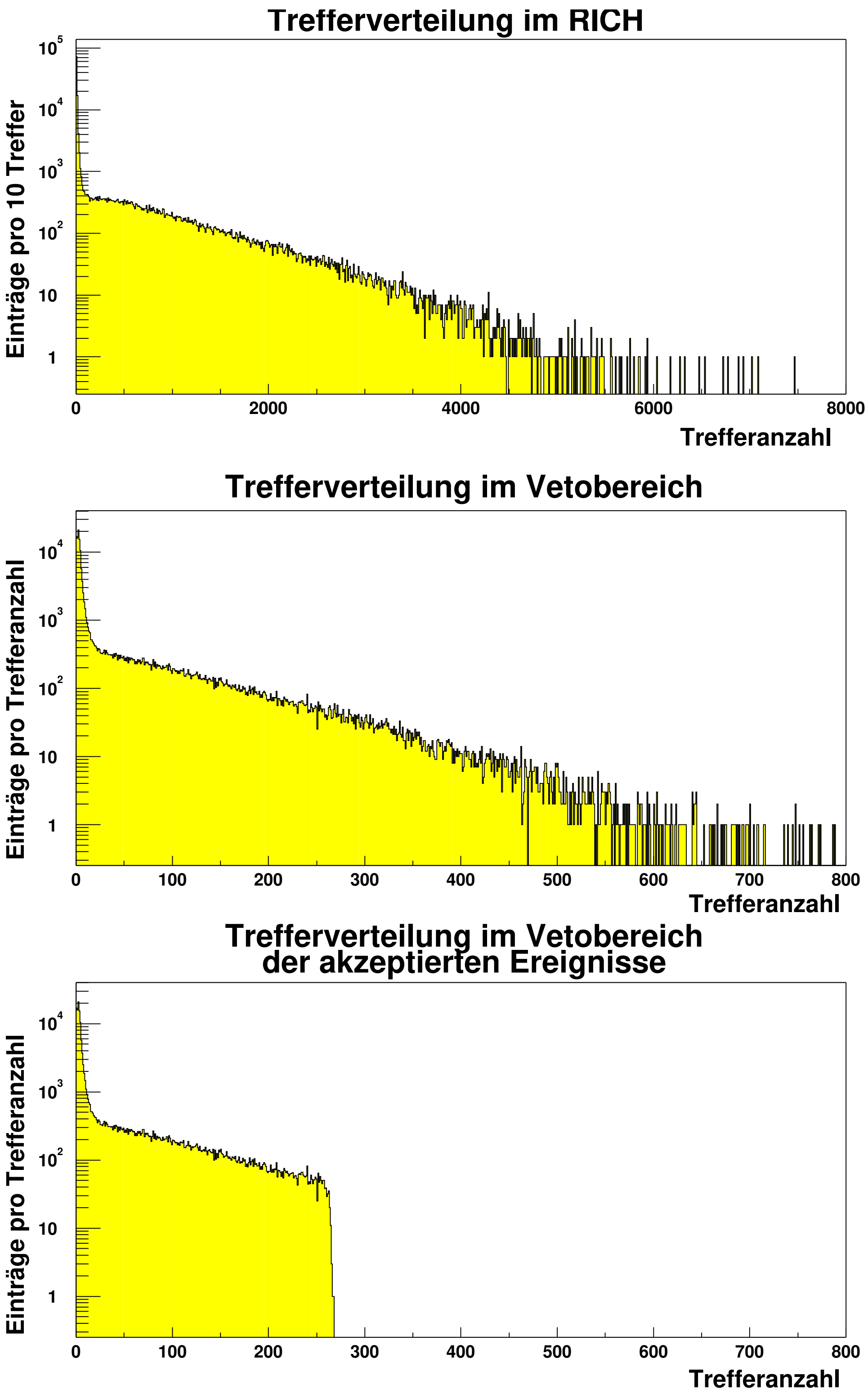

Abbildung 6.4: *Die Trefferverteilungen aller Ereignisse im gesamten RICH (oben) und im Vetobereich (Mitte), sowie die Trefferverteilung im Vetobereich der vom Vetosystem akzeptierten Ereignisse (unten) für Run19155. Die programmierte Schwelle betrug 256 Treffer im Vetobereich.*

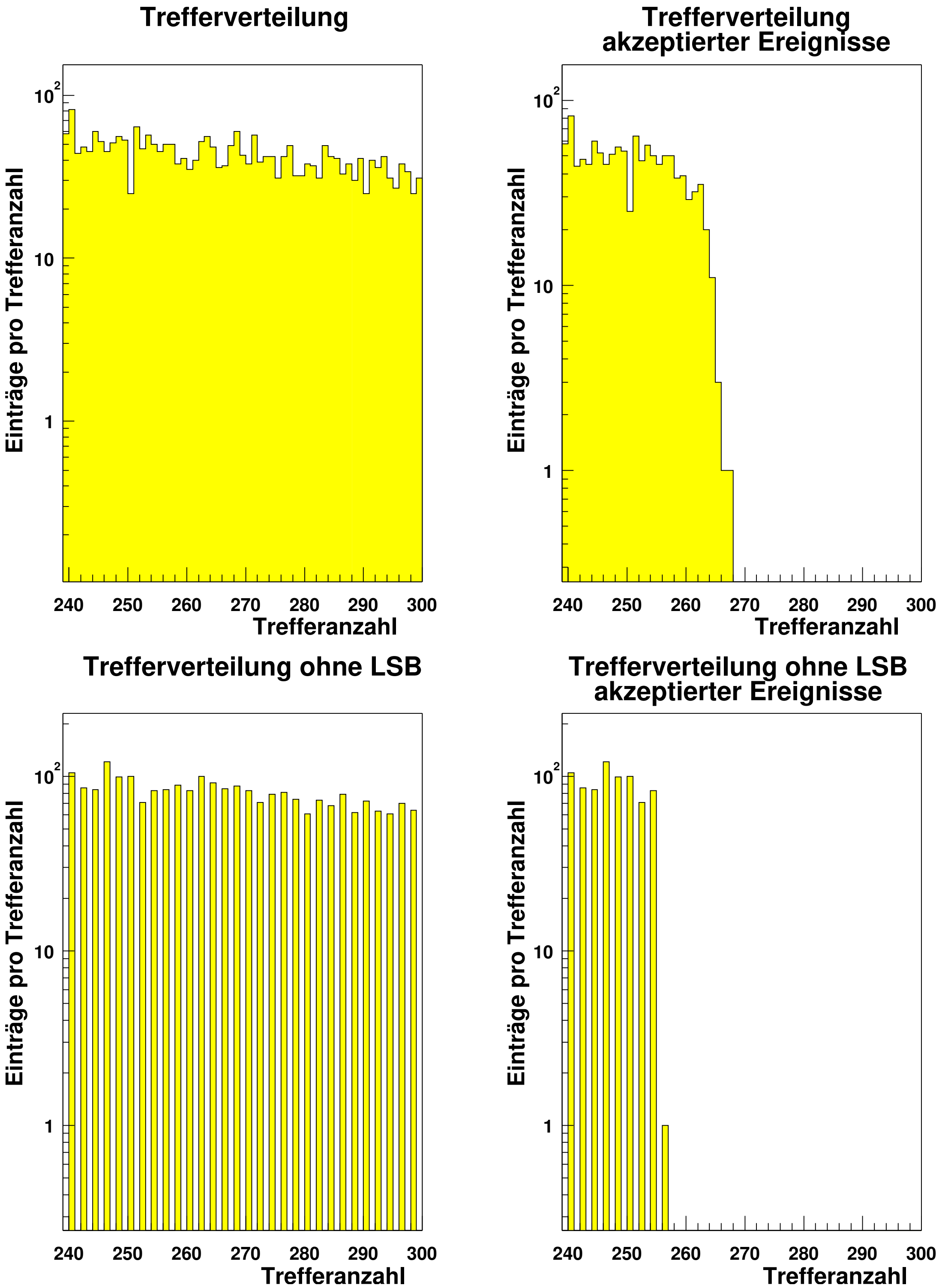

Abbildung 6.5: *Die Trefferverteilung aller Ereignisse im Vetobereich (oben links) und die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse im Vetobereich (oben rechts) im Bereich um die Schwelle für Run19155. In den unteren Diagrammen sind die Trefferverteilungen gezeigt, wie sie vom Vetosystem gesehen werden. Es treten nur gerade Trefferanzahlen auf, da das LSB der von den BSCs bestimmten Summen abgeschnitten wurde. Gezeigt sind die Trefferverteilungen aller Ereignisse im Vetobereich (unten links) und die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse (unten rechts), in dem die Fehlentscheidung des Vetosystems zu sehen ist.*

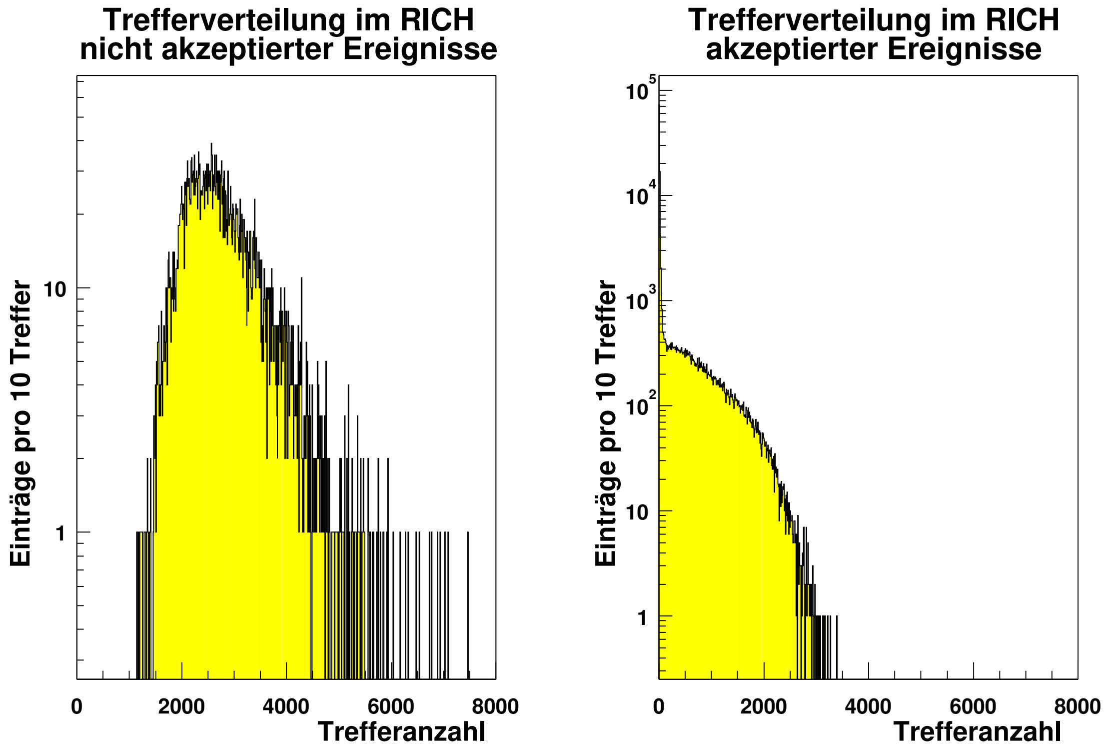

Abbildung 6.6: *Die Trefferverteilung im RICH für nicht akzeptierte Ereignisse (links) sowie für akzeptierte Ereignisse (rechts) von Run19155. Die Trefferverteilung der nicht akzeptierten Ereignisse unterschritt die Schwelle nicht. Die Verteilung für akzeptierte Ereignisse zeigt, wie sich ein Schnitt auf die Trefferanzahl im Vetobereich auf die Trefferanzahl im RICH überträgt.*

des Algorithmus des SLTs. Der Software-Wechselwirkungstrigger verlangte zur Speicherung eines Ereignisses eine minimale Trefferanzahl von 20 im gesamten RICH. Zusätzlich zu den Ereignissen, die vom Wechselwirkungstrigger akzeptiert wurden, enthielt der Datensatz Ereignisse, die vom Minimum-Bias-Trigger akzeptiert und gespeichert wurden. Der Veto-Modus, in dem die Logik des Vetosystems betrieben wurde, entsprach dem dritten Modus der vier Modi, die in Abbildung 3.6 auf Seite 38 gezeigt sind. Eine positive Veto-Entscheidung wurde vom Vetosystem getroffen, falls die Trefferanzahl im Vetobereich unterhalb der unteren Schwelle von 30 oder oberhalb der oberen Schwelle von 300 lag. Damit wurde ebenfalls der vierte Veto-Modus in Abbildung 3.6 abgedeckt, da die Logik der Elektronik zur Erzeugung der Veto-Entscheidung derjenigen des dritten Modus entspricht. Die Entscheidung des vierten Modus entspricht der Negation der Entscheidung des dritten Modus. Der Datensatz enthielt insgesamt 7052138 Ereignisse. Die Veto-Entscheidungen der Elektronik sowie des emulierten Vetosystems sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Die Effizienz, die mit diesen Zahlen bestimmt wurde, beträgt

$$\varepsilon = (99,9991 \pm 0,0002)\,\% \,. \tag{6.15}$$

Vetosystem		Emuliertes Vetosystem	
Entscheidung	Anzahl	Entscheidung	Anzahl
positiv (richtig)	2811155	positiv	2811181
positiv (falsch)	72		
negativ (richtig)	4240885	negativ	4240957
negativ (falsch)	26		

Tabelle 6.3: *Die Veto-Entscheidungen der Elektronik und des emulierten Systems zur Bestimmung der Effizienz für den Datensatz Run19185.*

Die Ineffizienz ist entsprechend

$$\kappa = (9 \pm 2) \cdot 10^{-6} \,. \tag{6.16}$$

Die Veto-Geister-Rate ν, mit der die Elektronik des Vetosystems eine positive Veto-Entscheidung traf, obwohl sie eine negative Entscheidung hätte treffen müssen, beträgt

$$\nu = (1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-5} \,. \tag{6.17}$$

Die Trefferverteilungen aller Ereignisse im RICH und im Vetobereich sowie die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse im Vetobereich sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Die Abbildung 6.8 zeigt die Trefferverteilungen aller Ereignisse und der akzeptierten Ereignisse mit und ohne Emulation des Verwerfens der LSBs durch die BSCs. Die Ausschnittvergrößerungen zeigen die Bereiche um die Schwellen. Die maximal erlaubte Anzahl von $300 + 15 = 315$ wahren Treffern im Vetobereich wurde von keinem akzeptierten Ereignis überschritten. Die Trefferverteilung, in der das Abschneiden der LSBs emuliert wurde, enthalten die fälschlicherweise akzeptierten Ereignisse. Oberhalb der oberen Schwelle wurden 2 Ereignisse fälschlicherweise akzeptiert. Unterhalb der unteren Schwelle wurden 24 Ereignisse fälschlicherweise vom Vetosystem akzeptiert.

In Abbildung 6.9 sind die Trefferverteilungen im gesamten RICH der nicht akzeptierten sowie der akzeptierten Ereignisse gezeigt. Das Absinken in der Verteilung für nicht akzeptierte Ereignisse ist durch das Herausschneiden der Ereignisse mit einer Trefferanzahl im Vetobereich innerhalb der programmierten Schwellen zu erklären. Die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse zeigt die Auswirkungen, die das Setzen einer unteren und einer oberen Schwelle auf die Trefferanzahl im Vetobereich auf die Trefferanzahl im gesamten RICH-Detektor hat. An der Ausschnittvergrößerung im Bereich der unteren Schwelle ist zu erkennen, dass alle akzeptierten Ereignisse wie verlangt eine Trefferanzahl oberhalb der unteren Schwelle besaßen.

6.1.4 Gemittelte Effizienz

Die Effizienzen der drei verschiedenen Datensätze wurden zu einer Effizienz kombiniert. Die drei Effizienzen wurden dabei als Resultate drei unabhängiger Messungen gesehen. Die Änderung des verwendeten Veto-Modus bedeutet eine Umprogrammierung

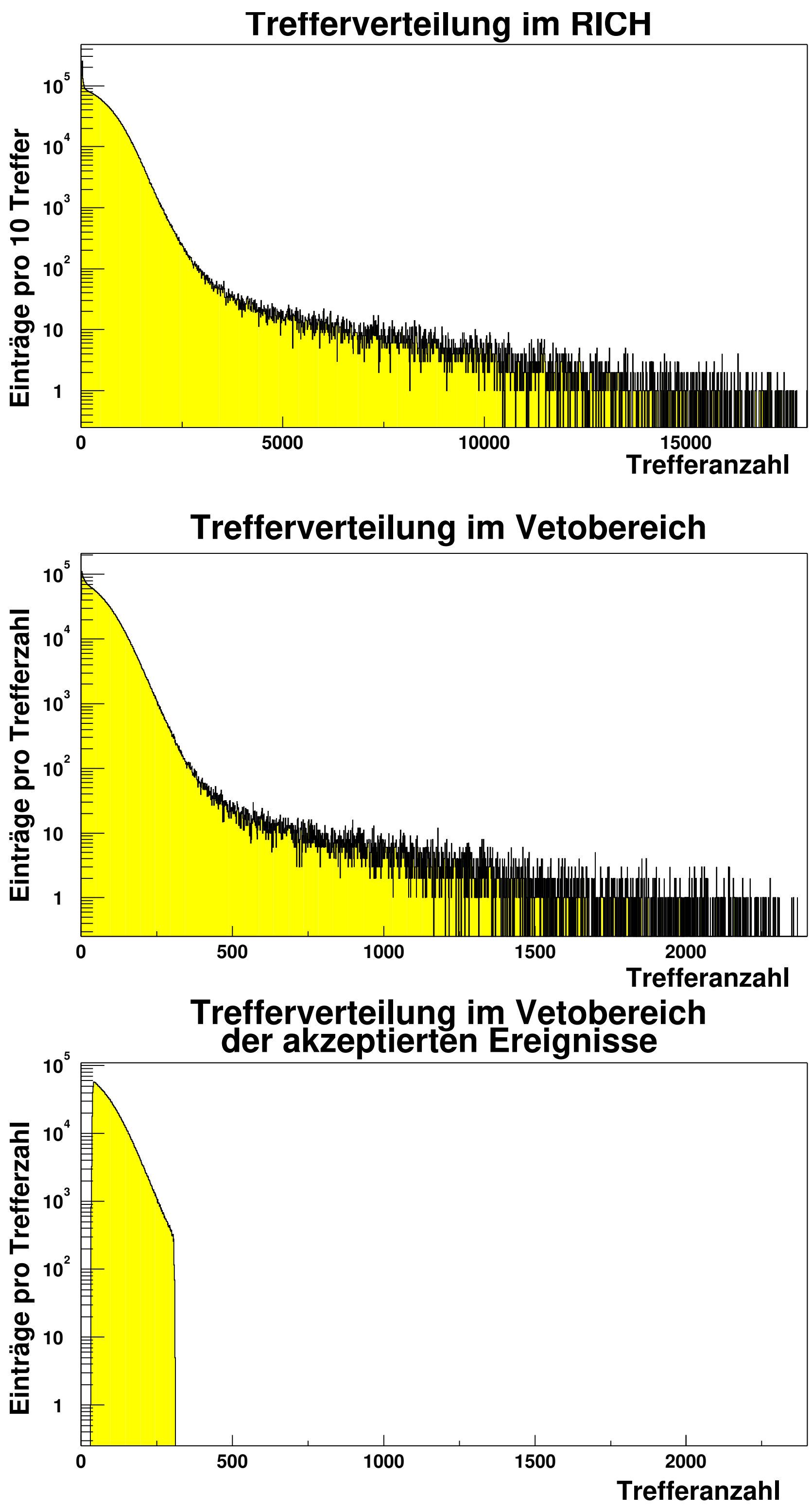

Abbildung 6.7: *Die Trefferverteilungen aller Ereignisse im gesamten RICH (oben) und im Vetobereich (Mitte), sowie die Trefferverteilung im Vetobereich der vom Vetosystem akzeptierten Ereignisse (unten) für Run19185. Die programmierte untere Schwelle betrug 30 Treffer im Vetobereich. Die obere Schwelle betrug 300 Treffer.*

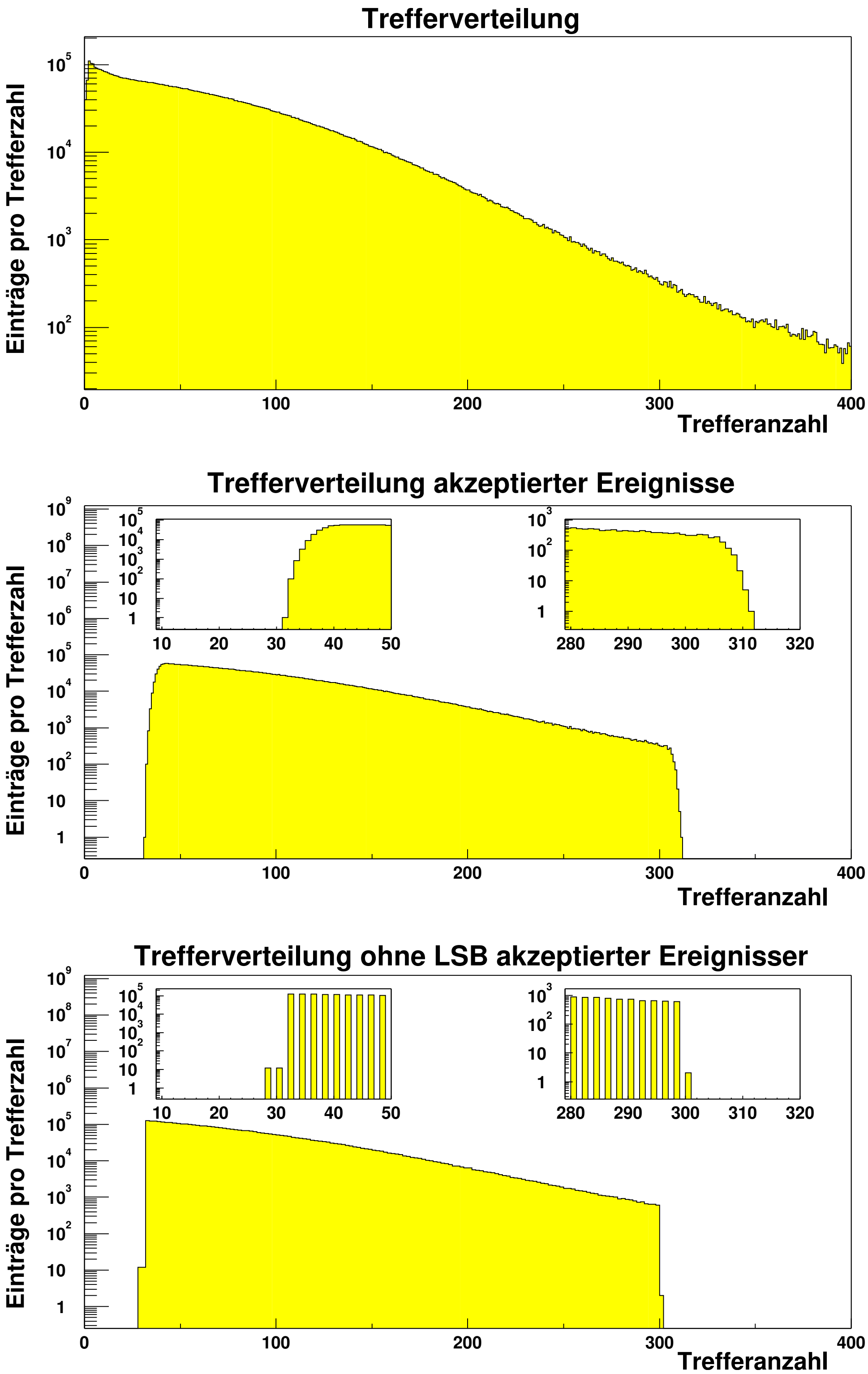

Abbildung 6.8: *Die Trefferverteilung aller Ereignisse im Vetobereich im Bereich um die eingestellte Schwelle (oben) und die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse im Vetobereich im Bereich um die Schwelle (Mitte), sowie die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse im Bereich um die Schwelle, wie sie vom Vetosystem gesehen wurde (unten), für Run19185. In der unteren Verteilung treten nur gerade Trefferanzahlen auf, da das LSB der von den BSCs bestimmten Summen abgeschnitten wurde.*

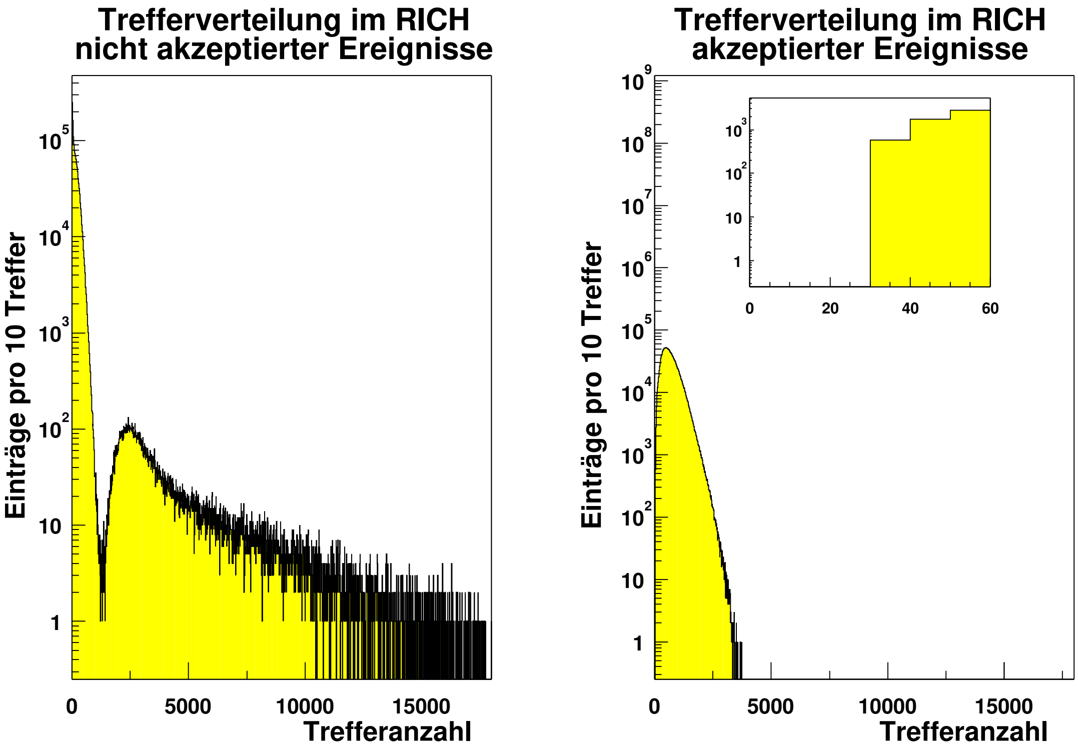

Abbildung 6.9: *Die Trefferverteilung im gesamten RICH für nicht akzeptierte Ereignisse (links) sowie für akzeptierte Ereignisse (rechts) von Run19185. Die Ausschnittvergrößerung zeigt den Bereich um die untere Schwelle. Die Trefferverteilung der akzeptierten Ereignisse unterschritt die untere Schwelle nicht. Die Verteilung für akzeptierte Ereignisse zeigt, wie sich ein Schnitt auf die Trefferanzahl im Vetobereich auf die Trefferanzahl im RICH überträgt.*

der Logik des Veto-Boards. Daher sind die Datensätze mit verschiedenen Veto-Modi nicht unter denselben Messbedingungen aufgezeichnet worden. Die Verwendung von unterschiedlichen Schwellen entspricht ebenfalls einer Umprogrammierung der Logik des Veto-Boards. Daher wurden auch die Effizienzen der Datensätze mit gleichen Veto-Modi aber verschiedenen Schwellen als Resultate unabhängiger Messungen angesehen. Für die Bestimmung einer kombinierten Effizienz wurde aus den einzelnen Effizienzen ε_i der Datensätze Run19145 (Gleichung 6.7), Run19155 (Gleichung 6.12) und Run19185 (Gleichung 6.15) das gewichtete Mittel

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum \frac{\varepsilon_i}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \tag{6.18}$$

mit dem Fehler

$$\sigma_{\bar{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \frac{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}(\varepsilon_i - \bar{\varepsilon})^2}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}} \tag{6.19}$$

berechnet. Die errechnete Effizienz beträgt

$$\bar{\varepsilon} = (99{,}9991 \pm 0{,}0001)\% \,. \tag{6.20}$$

Die sich daraus ergebende Ineffizienz ist

$$\bar{\kappa} = (9 \pm 1) \cdot 10^{-6} \,. \tag{6.21}$$

Es wurde ebenfalls die gemittelte Veto-Geister-Rate $\bar{\nu}$ bestimmt, mit der die Elektronik des Vetosystems Ereignisse verwarf, die es hätte akzeptieren müssen. Sie wurde zu

$$\bar{\nu} = (1{,}2 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-5} \tag{6.22}$$

errechnet.

6.2 Zusammenfassung und Diskussion

Nach der zweiten Phase der Integration des Vetosystems in das HERA–B Experiment konnte das Vetosystem vollständig in Betrieb genommen werden. Im Juli 2002 wurden die ersten Daten mit dem laufenden Vetosystem aufgezeichnet. Um die Funktionstüchtigkeit des Vetosystems zu überprüfen, wurde es im transparenten Modus betrieben. Die Veto-Entscheidung wurde mit den Ereignisdaten gespeichert, hatte aber keinen Einfluss auf die Selektion der Ereignisse. In der Analyse konnte mit Hilfe der gespeicherten Trefferinformationen die Logik des Veto-Boards in Software emuliert werden. Aus den Trefferinformationen wurde für jedes Ereignis die Summe der Treffer im Vetobereich bestimmt. Zusätzlich wurde die Treffersumme im Vetobereich bestimmt, die nach dem Wegschneiden der LSBs durch die BSCs übrigblieben.

Mit der Emulation des Vetosystems wurden die Entscheidungen der Elektronik des Vetosystems auf ihre Richtigkeit überprüft. Die Anzahl richtiger positiver Veto-Entscheidungen der Elektronik und die Anzahl der positiven Veto-Entscheidungen der Emulation wurden verwendet, um die Effizienz ε zu bestimmen, mit der die Elektronik eine positive Veto-Entscheidung traf. Die Anzahl falscher positiver Entscheidungen der Elektronik und die Anzahl negativer Entscheidungen der Emulation dienten zur Bestimmung der Veto-Geister-Rate ν, mit der die Elektronik Ereignisse verwarf, die sie hätte akzeptieren müssen.

Systematische Ursachen für falsche Entscheidungen

Das Vetosystem ist ein modulares System, bestehend aus mehreren elektronischen Komponenten, die an unterschiedlichen Positionen im HERA–B Experiment betrieben werden. Die elektronischen Komponenten lesen die Signale des FED-Systems über Steckverbindungen aus und tauschen Informationen auf unterschiedlichen Wegen, wie z.B. Flachbandkabel, untereinander aus. Aus diesem Grund muss die Ursache für falsche Veto-Entscheidungen der Elektronik ebenfalls in systematischen äußeren Einflüssen gesucht werden.

Typische Quellen für Einflüsse auf elektronische Komponenten sind veränderliche Parameter, wie z.B. Temperatur und Spannungsversorgung. Temperaturschwankungen

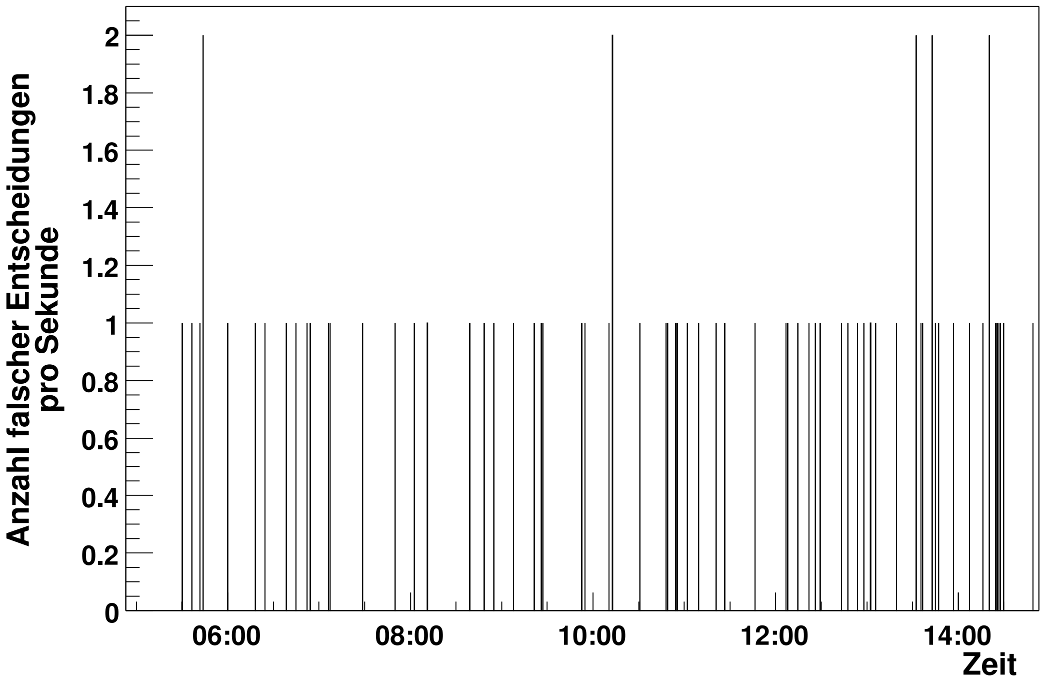

Abbildung 6.10: *Das Diagramm zeigt die Zeitpunkte der falschen positiven Veto-Entscheidungen. Die falschen Entscheidungen sind über die gesamte Zeit der Datennahme von Run19185 verteilt. Eine Bündelung von falschen positiven Veto-Entscheidungen zu einem bestimmten Zeitpunkt trat nicht auf. Zwei falsche positive Veto-Entscheidungen innerhalb einer Sekunde kann nicht als Anhäufung gesehen werden, da während der Datennahme von Run19185 im Durchschnitt 196 Ereignisse pro Sekunde gespeichert wurden.*

sind bei längerer Einsatzzeit der Elektronik zu berücksichtigen. Die Elektronik selbst verursacht beim Betrieb einen Energieverlust durch Wärme. Eine Steigerung der Temperatur mit der Betriebszeit ist daher wahrscheinlich. Eine Abhängigkeit der Häufigkeit für falsche positive Veto-Entscheidungen von der Temperatur wäre daran zu erkennen, dass in einem bestimmten Zeitintervall gehäuft falsche Veto-Entscheidungen getroffen worden wären oder die Rate für falsche Veto-Entscheidungen mit der Betriebszeit wächst. In einer Untersuchung der falschen positiven Veto-Entscheidungen aus dem Datensatz Run19185 wurden die Zeitpunkte der falschen Veto-Entscheidungen betrachtet. Die Zeitabhängigkeit der falschen positiven Veto-Entscheidungen ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Die falschen Entscheidungen traten nicht gebündelt auf, und eine signifikante Zunahme der Häufigkeit der falschen Entscheidungen mit der Betriebszeit konnte ebenfalls nicht nachgewiesen werden. Der Datensatz Run19185 wurde innerhalb von 10 Stunden aufgezeichnet und enthält 7052138 Ereignisse. Durchschnittlich wurden 196 Ereignisse pro Sekunde gespeichert. Daher kann das Auftreten von zwei falschen positiven Veto-Entscheidungen innerhalb einer Sekunde nicht als Anhäufung gesehen werden.

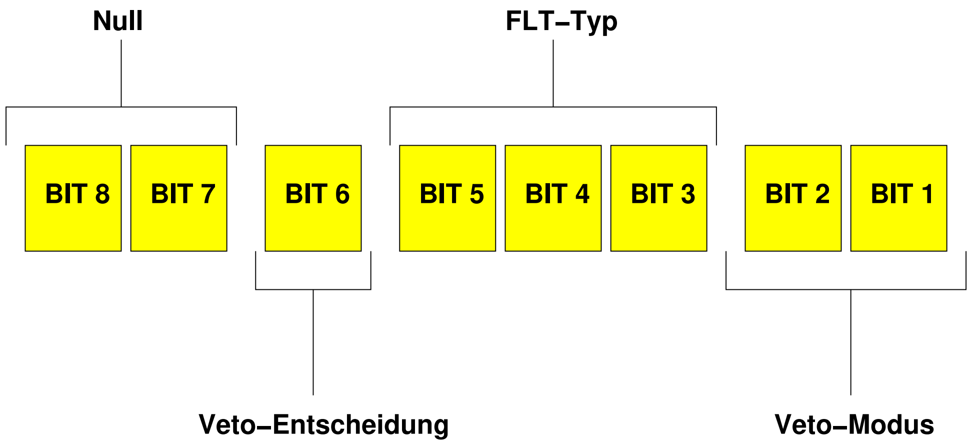

Abbildung 6.11: *Ein Ausschnitt von 8 Bits der Informationen des Vetosystems, die mit den Ereignisdaten gespeichert werden.*

Einflüsse durch eine veränderliche Spannungsversorgung können durch Ein- oder Ausschalten elektrischer Komponenten im HERA – B Experiment erzeugt werden. Erfahrungen wurden während der Datennahme-Periode 1999/2002 gemacht, dass das Einschalten von Vakuumpumpen sowie das Ein- bzw. Ausschalten des Lichts in der Elektronikhütte des HERA – B Experimentes einen Einfluss auf die Elektronik hatte, da eine kurzzeitige Veränderung der Spannungsversorgung durch zusätzliche Verbraucher verursacht wurde. Eine solche Abhängigkeit der falschen Veto-Entscheidungen ist schwer nachzuweisen. Anhand der Zeitverteilung der falschen positiven Veto-Entscheidungen konnten solche Einflüsse nicht erkannt werden.

Längere Übertragungsstrecken der Informationen der FSCs im HERA – B-Detektor zum Veto-Board in der Elektronikhütte mittels Flachbandkabel sind anfällig für Störeinflüsse. Als Quellen für solche Störeinflüsse kommt eine Vielzahl von Komponenten des HERA – B Experimentes in Frage. Eine systematische Studie zu solchen Störquellen konnte anhand der 72 falschen positiven Veto-Entscheidungen nicht durchgeführt werden.

Ein Teil der Informationen des Veto-Boards, der mit den Ereignisdaten gespeichert wird, ist in Abbildung 6.11 zu erkennen. Die Bits 1 und 2 geben den verwendeten Veto-Modus an. Bit 3 - 5 enthalten eine FLT-spezifische Zahl (siehe [Cru 02]). Das Bit 6 enthält die Entscheidung des Vetosystems. Die Bits 7 und 8 sind auf Null festgelegt. Die mittleren Belegungen pro Ereignis der Bits in diesem Ausschnitt wurde für 50000 Ereignisse aus den Datensatz Run19145 für akzeptierte und nicht akzeptierte Ereignisse erzeugt. In Abbildung 6.12 ist die Belegung gezeigt. Da in Run19145 der erste Veto-Modus – Modus 0, wenn von 0 nummeriert wird – verwendet wurde, sind Bit 1 und Bit 2 nicht gefüllt. Bit 3 - 5 wurden für beide Veto-Entscheidungen annähernd gleich gefüllt. Das Bit 6, welches die Veto-Entscheidung darstellt, ist wie erwartet 1 für die nicht akzeptierten Ereignisse und 0 für die akzeptierten Ereignisse. Die Belegung von Bit 7 zeigt ein nicht erwartetes Verhalten. Da es permanent die Null enthalten müsste, dürfte kein Eintrag vorhanden sein. Das Bit 7 zeigt jedoch eine von Null verschiedene Belegung, die eine Abhängigkeit von der positiven Veto-Entscheidung aufweist. Dies

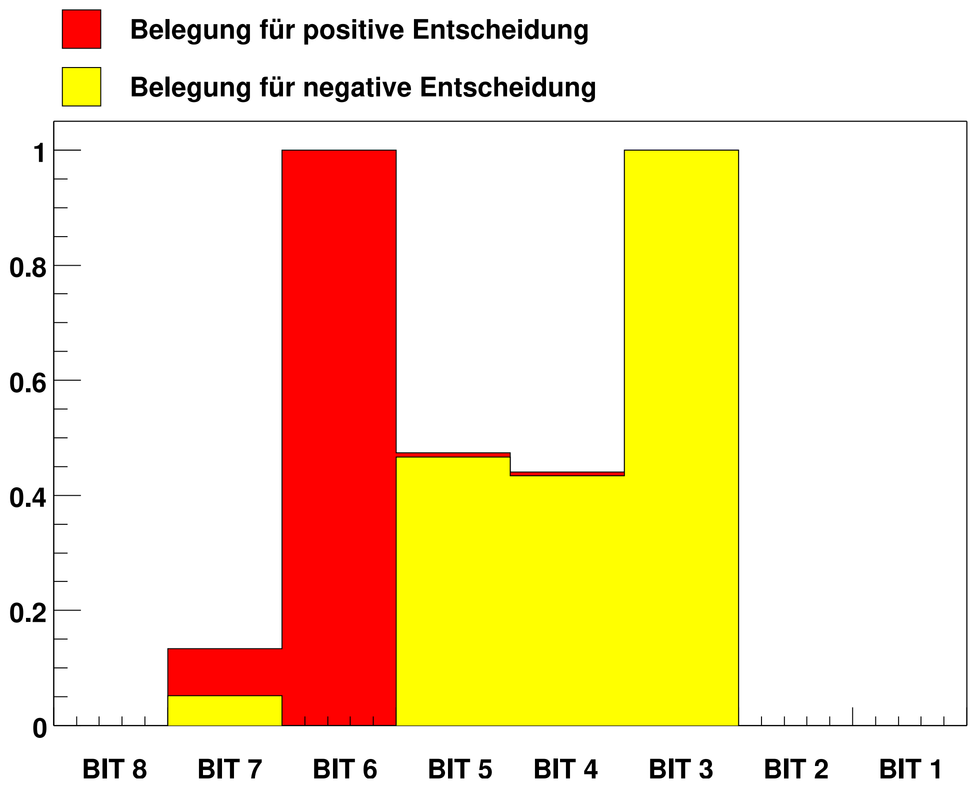

Abbildung 6.12: *Gezeigt sind die mittleren Belegungen pro Ereignis für den Fall einer positiven Veto-Entscheidung (rot bzw. dunkel) und für den Fall einer negativen Veto-Entscheidung (gelb bzw. hell). Eine positive Veto-Entscheidung beeinflusst die Belegung von Bit 7, welches permanent auf Null gesetzt sein sollte.*

könnte eine der Ursachen für falsche Veto-Entscheidungen sein. Die Belegung von Bit 7 könnte umgekehrt einen Einfluss auf Bit 6 haben, welches die Veto-Entscheidung darstellt. Da der gesamte Datensatz Run19145 nur eine falsche positive Veto-Entscheidung enthielt, war eine systematische Untersuchung an falschen positiven Entscheidungen zur Abschätzung des Einflusses dieser Eigenschaft auf die Häufigkeit, mit der falsche positive Entscheidungen getroffen werden, nicht möglich.

Anhand der 72 falschen positiven Veto-Entscheidungen des Datensatzes Run19185 wurde die Abhängigkeit der Häufigkeit, mit der eine falsche Entscheidung getroffen wurde, von der Wechselwirkungsrate R_{WW} bestimmt. In Abbildung 6.13 ist die Abhängigkeit der Anzahl falscher positiver Veto-Entscheidungen von der Wechselwirkungsrate gezeigt. Die Abszisse wurde in 3 Bins unterteilt, um die wenigen Ereignisse mit einer höheren Wechselwirkungsrate zusammenzufassen. Zur Darstellung der Abhängigkeit von der Wechselwirkungsrate wurde das Verhältnis

$$r = \frac{N_{\mathrm{falsch}}^{\mathrm{pos}}}{N_{\mathrm{alle}}}(R_{\mathrm{WW}}) \tag{6.23}$$

gegen die Wechselwirkungsrate aufgetragen. Dabei entspricht N_{alle} der Anzahl aller Er-

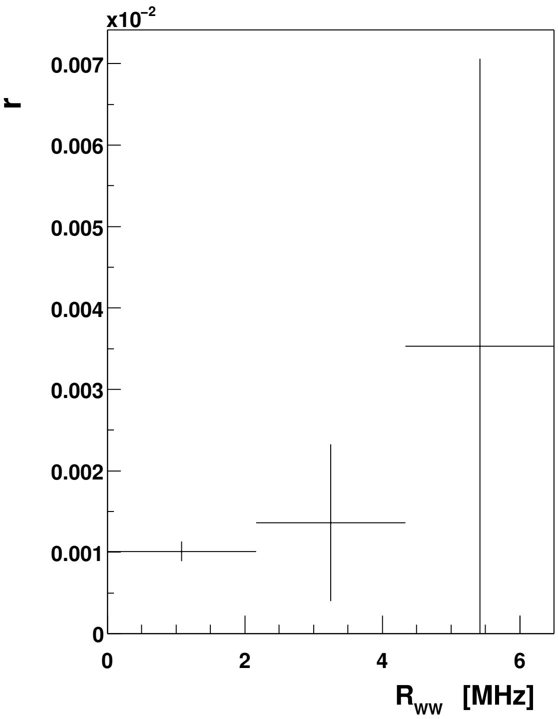

Abbildung 6.13: *Das Diagramm zeigt die Abhängigkeit der Anzahl falscher positiver Veto-Entscheidungen von der Wechselwirkungsrate R_{WW}. Es ist das Verhältnis r der Anzahl aller Ereignisse zur Anzahl der falschen positiven Veto-Entscheidungen für den entsprechenden Bereich der Wechselwirkungsrate gegen die Wechselwirkungsrate aufgetragen.*

eignisse mit der entsprechenden Wechselwirkungsrate und $N^{\text{pos}}_{\text{falsch}}$ entspricht der Anzahl falscher positiver Veto-Entscheidungen. Der Fehler von r für zunehmende Wechselwirkungsraten ist auf Grund der wenigen Ereignisse in den Bins so groß, dass man aus der Abhängigkeit der Anzahl falscher positiver Veto-Entscheidungen von der Wechselwirkungsrate eine Zunahme mit der Rate nur vermuten kann. Eine eindeutige Abhängigkeit der Häufigkeit der falschen positiven Veto-Entscheidungen von der Wechselwirkungsrate kann anhand des Diagramms nicht nachgewiesen werden. Für höhere Wechselwirkungsraten ist eine Erhöhung der Treffermultiplizität im RICH und somit im Vetobereich zu erwarten. Die Wahrscheinlichkeit, dass einzelne Kanalinformationen durch Ineffizienzen der RICH-Ausleseelektronik verloren gehen, ist entsprechend größer. Die Emulation des Vetosystems lieferte für die falschen positiven Veto-Entscheidungen Trefferanzahlen, die um nicht mehr als 2 Treffer von der programmierten Schwelle abwichen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass einzelne Kanalinformationen beim Transfer in den Datenstrom verloren gehen oder dass das Vetosystem Rauschen in einigen wenigen Kanälen der FED-Tochterkarten fälschlicherweise als Treffer wertet, welches aber von den FED-Tochterkarten nicht in eine Trefferinformation umgesetzt wird. Treten solche Störsignale an der Steckverbindung der BSCs mit den FED-Tochterkarten auf, wäre der Effekt der Störungen auf das Vetosystem beschränkt.

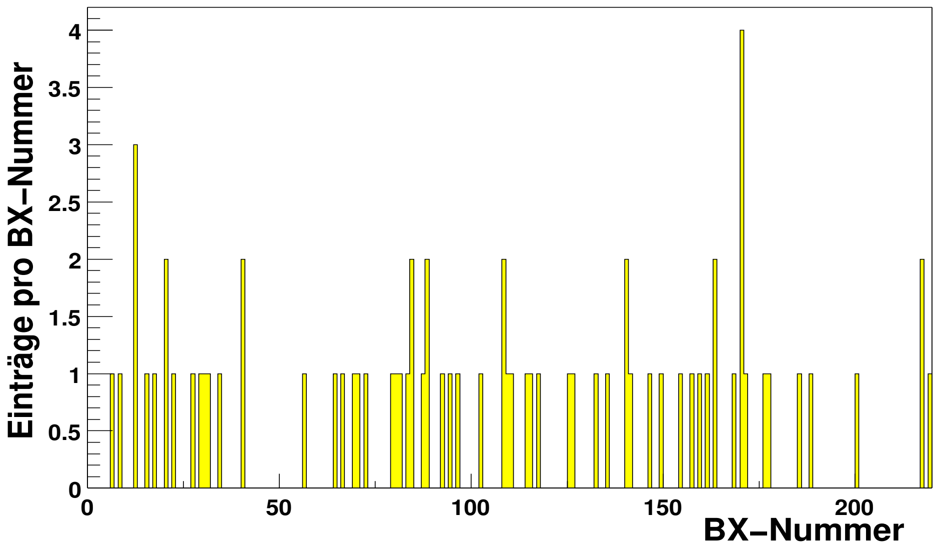

Abbildung 6.14: *Gezeigt ist das BX-Spektrum der Ereignisse, die vom Vetosystem fälschlicherweise akzeptiert wurden. Es treten Ereignisse für Bunche auf, die aufgrund des Füllschemas des Protonstrahls leer sein müssen.*

Falsche positive Veto-Entscheidungen wurden für Untergrundereignisse getroffen, die im allgemeinen nicht synchron mit der HERA – B Taktrate, mit der Protonen-Bunche das Target passieren, sind. Dies wird durch das Spektrum der Bunch-Cross-Nummern (BX-Nummern) für die falschen positiven Veto-Entscheidungen in Abbildung 6.14 bestätigt. Untergrundereignisse werden durch Strahl-Gas-Wechselwirkungen und Streuung der Protonen an den Kollimatoren des HERA-Beschleunigers erzeugt. Im Bereich der Kickerlücke wurde für Ereignisse eine falsche positive Veto-Entscheidung getroffen. Bei den programmierten Schwellen bedeutete dies, dass eine Wechselwirkung vom Detektor registriert wurde. Die Bunche mit BX-Nummern im Bereich der Kickerlücke sind jedoch leer, sodass davon ausgegangen werden kann, dass das Ereignis nicht durch eine Wechselwirkung eines regulären Protonen-Bunches mit dem Target erzeugt wurde. Mit endlicher Wahrscheinlichkeit können solche Untergrundereignisse mit einer so geringen zeitlichen Verzögerung nach einem regulären Ereignis auftreten, dass die entsprechenden Trefferinformationen des Untergrundereignisses noch in die Erzeugung einer Veto-Entscheidung eingehen. Ist die Zeit zur Verarbeitung der Trefferinformationen durch die FED-Tochterkarten kürzer als die Verarbeitung durch die BSCs, könnten im Vetosystem noch nachkommende Treffer des Untergrundereignisses berücksichtigt werden. Die gespeicherte Treffersumme in den Ereignisdaten wäre entsprechend geringer, sodass die Emulation eine negative Veto-Entscheidung trifft. Während der Datennahme waren die Strahlbedingungen instabil und es traten häufig kurzzeitige Spitzen in der Targetrate auf. Eine geringe Beeinflussung der Veto-Entscheidung durch die Wechselwirkungsrate oder der Anzahl an Untergrundereignissen ist demnach nicht auszuschließen.

Die Effizienz, mit der die Elektronik des Vetosystems eine positive Veto-Entscheidung trifft, ist praktisch 100 %. Es existieren mehrere Erklärungsansätze für die geringe Ineffizienz der Elektronik.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurden Studien zum HERA – B RICH-Multiplizitätsvetosystem präsentiert. Die Verwendung eines Vetosystems zur Unterdrückung von Ereignissen mit einer zu hohen Multiplizität im Detektor war im Entwurf des HERA – B Experiments vorgesehen. Dazu soll die deponierte Energie im inneren Teil des ECALs als Maß für die Multiplizität in einem Ereignis verwendet werden. Übersteigt die Energie einen vorgegebenen Schwellenwert, wird vom ECAL Energy Inhibit ein Veto-Signal erzeugt, welches die Prozessierung des Ereignisses durch den FLT (First Level Trigger) verhindert. Das ECAL Energy Inhibit konnte bisher auf Grund technischer Probleme noch nicht in Betrieb genommen werden. Es wurde ein zusätzliches Vetosystem entwickelt, welches die Treffermultiplizität im RICH-Detektor als Maß für die Multiplizität eines Ereignisses bestimmt. Übersteigt die Anzahl von registrierten Photonen eine einstellbare Schwelle, wird eine positive Veto-Entscheidung getroffen, wodurch das Ereignis verworfen wird.

Um nach der Umbauphase des HERA-Beschleunigers im Jahre 2001 ein voll funktionsfähiges Vetosystem für die Datennahme verwenden zu können, wurde eine Teilbestückung der Ausleseelektronik des RICH mit Komponenten des Vetosystems in Betracht gezogen. Studien anhand der Treffermultiplizitäten in den 14 Bereichen der RICH-Fokalebene, welche von der Ausleseelektronik in den 14 FED-Crates (Front End Driver, FED) ausgelesen werden, und der Treffermultiplizität im gesamten RICH haben gezeigt, dass die Treffermultiplizität in einem einzelnen FED-Crate repräsentativ für die Treffermultiplizität im gesamten RICH ist. Für die kommende Datennahme-Periode 2002/2003 wurden FED-Crate 0 und FED-Crate 13 mit Komponenten des Vetosystems bestückt. Durch diese Wahl wurden Effekte durch die geometrische Position der verwendeten Bereiche der RICH-Fokalebene minimiert. Weder der positiven bzw. negativen x- bzw. y-Richtung wurde so ein besonderes Gewicht gegeben.

Das Vetosystem wird einen Einfluss auf die gespeicherten Daten haben. Somit kann es auch den Inhalt an Signal-Ereignissen in den gespeicherten Daten beeinflussen. Studien an Kandidaten des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, die aus Daten der Datennahme-Periode 1999/2000 extrahiert wurden, haben den Einfluss auf kinematische Verteilungen in Abhängigkeit eines Schnitts auf die Trefferanzahl im Vetobereich untersucht. Innerhalb der Fehler konnte keine signifikante Beeinflussung der Kinematik durch Verwendung eines Vetosystems festgestellt werden. Studien zum Anteil an Signal- bzw. Untergrunderereignissen in Abhängigkeit eines Schnitts auf die Trefferanzahl im Vetobereich lieferten eine untere Grenze für den Schnitt auf die Trefferanzahl. Um nicht mehr als 10 % der J/ψ-Ereignisse zu verlieren, muss ein Schnitt oberhalb von 250 Treffern im Vetobereich verwendet werden.

Der FLT ist wegen seines Spurrekonstruktionsalgorithmus besonders sensitiv auf Ereignisse mit einer hohen Treffermultiplizität. Die Treffermultiplizität und die Wechselwirkungsrate sind korreliert. Es wurde gezeigt, dass die Anzahl FLT-getriggerter Ereignisse stärker als linear mit der Wechselwirkungsrate wächst. Die Anzahl erzeugter Signal-Ereignisse steigt jedoch linear mit der Wechselwirkungsrate. Durch Anwendung von Schnitten auf die Trefferanzahl im Vetobereich wurde gezeigt, dass die Verwendung eines Vetosystems das Verhalten der FLT-Triggerrate zu einem mehr linearen Verhalten korrigiert. Für einen Schnitt bei 250 Treffern, der der unteren Grenze für die Schwelle bei einem Verlust von 10 % an J/ψ-Ereignissen entspricht, ist der Effekt deutlich. Werte für den Schnitt ab 500 Treffern im Vetobereich zeigen kaum noch einen Einfluss auf die FLT-Triggerrate.

Im Juli 2002 wurden erste Daten mit einem funktionierenden Vetosystem aufgezeichnet. Es wurde die Verwendung des Vetosystems als nicht verzerrender Wechselwirkungstrigger überprüft. Die Funktionstüchtigkeit als Wechselwirkungstrigger konnte bestätigt werden. Mit Hilfe von Daten, in denen die Entscheidung der Elektronik des Vetosystems mit den Ereignisdaten gespeichert wurde, aber keinen Einfluss darauf hatte, ob ein Ereignis gespeichert wurde oder nicht, wurde die Effizienz des Vetosystems bestimmt. Die Funktionsweise des Vetosystems wurde in Software emuliert und die Entscheidungen der Elektronik auf ihre Richtigkeit überprüft. Die Effizienz ergab sich zu $\bar{\varepsilon} = (99{,}9991 \pm 0{,}0001)\,\%$. Die Ineffizienz ist entsprechend $\bar{\kappa} = (9 \pm 1) \cdot 10^{-6}$. Die Veto-Geister-Rate, mit der die Elektronik des Vetosystems fälschlicherweise Ereignisse verwarf, wurde zu $\bar{\nu} = (1{,}2 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-5}$ bestimmt.

Das Vetosystem wurde in das HERA–B Experiment installiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Es hat keinen signifikanten Einfluss auf die Kinematik von J/ψ-Ereignissen. Das Vetosystem bewirkt eine Linearisierung der FLT-Triggerrate als Funktion der Wechselwirkungsrate. Die Effizienz der Elektronik des Vetosystems ist praktisch 100 %, die geringe Ineffizienz ist in der Größenordnung von 10^{-5}.

Anhang A

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
4LT	4th Level Trigger
BSC	Base Sum Card
BX	Bunch Crossing
DAQ	Data Acquisition
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
ECAL	Electromagnetic Calorimeter
EEI	ECAL Energy Inhibit
FCS	Fast Control System
FED	Front End Driver
FLT	First Level Triger
FSC	FED Sum Card
GEM	Gas Electron Multiplier
HERA	Hadron-Elektron-Ring-Anlage
ITR	Inner Tracker
LSB	Least Significant Bit
MSGC	Microstrip Gaseous Chamber
OTR	Outer Tracker
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
QFD	Quantenflavordynamik
RICH	Ring Imaging Čerenkov Hodoscope
RoI	Region of Interest
SLB	Second Level Buffer
SLT	Second Level Trigger
TDU	Trigger Decision Unit
TLT	Third Level Trigger
TRD	Transition Radiation Detector

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite

Abkürzung	Bedeutung
VB	Veto Board
VDIS	Veto Distributor
VDS	Vertex Detector System

Literaturverzeichnis

[Abr 99] M. C. Abreu et al. (NA50 Kollaboration), *Latest results from NA50 on* J/ψ *suppression in Pb-Pb collisions*, Nucl. Phys. **A661** (1999) 93

[Abr 00] M. C. Abreu et al. (NA50 Kollaboration), *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the* J/ψ *suppression pattern measured in Pb+Pb collisions at the CERN SPS*, Phys. Lett. **B447** (2000) 28

[Abt 97] I. Abt et al. (H1 Kollaboration), *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997) 310

[Ada 01a] M. Adams, *Studies on Hit Multiplicities*, Internes HERA – B Dokument 01-022 (2001)

[Ada 01b] M. Adams, *Study of Hit Multiplicities*, Internes HERA – B Dokument 01-059 (2001)

[Ada 02] M. Adams, *Entwicklung eines Simulationsprogrammes für das Myon-Pretrigger-System des HERA – B Experimentes und Untersuchungen zum Systemverhalten*, Dissertation, Universität Dortmund (2002)

[Alb 95] H. Albrecht, *ARTE Analysis and Reconstruction Tool*, Internes HERA – B Dokument 95-065 (1995)

[Ale 99] T. Alexopoulos et al. (E771 Kollaboration), *Measurement of the $b\bar{b}$ Cross Section in 800 GeV/c Proton-Silicon Interactions*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 41

[Avo 01] G. Avoni et al., *The electromagnetic calorimeter of the HERA – B experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A461** (2001) 332

[Bag 01] Y. Bagaturia et al., *Inner Tracker Performance in 2000*, Internes HERA – B Dokument 01-060 (2001)

[Bal 00] V. Balagura et al., *High-p_T trigger for HERA – B experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A453** (2000) 103

[Bau 01] C. Bauer et al., *Performance of the HERA – B Vertex Detector System*, Konferenzbeitrag, 10th International Workshop on Vertex Detectors, Vertex 2001, Brunnen, Schweiz (2001)

[Bon 98] R. Bonciani, S. Catani, M.L. Mangano und P. Nason, *NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Phys. B **529** (1998) 424

[Brä 02] M. Bräuer, persönliche Mitteilung (2002)

[Bru 97] R. Brun, *ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instr. Meth. A **389** (1997) 81
Siehe auch: `http://root.cern.ch/`

[Bru 02] M. Bruinsma, *Performance of the First Level Trigger of HERA – B and Nuclear Effects in* J/ψ *Production*, Dissertation, Universität Utrecht (2002)

[Cap 00] M. Capeáns, *Status of the Outer Tracker for the HERA – B Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000) 317

[Col 77] J. C. Collins und D. E. Soper, *Angular distributions of dileptons in high-energy hadron collisions*, Phys. Rev. D **16** (1977) 2219

[Con 89] J. S. Conway et al., *Experimental study of muon pairs produced by 252-GeV pions on tungsten*, Phys. Rev. D **39** (1989) 92

[Cru 01] C. Cruse, *Hardware Proposal of the RICH VETO System*, Internes HERA – B Dokument 01-022 (2001)

[Cru 02] C. Cruse, Dissertation, Universität Dortmund, in Vorbereitung (2002)

[Dür 93] M. Düren, *HERMES - ein neues HERA-Experiment zur Klärung des Spinrätsels*, Phys. Bl. **52** (1993) Nr. 3, 243

[Dre 70] S. D. Drell und T.-M. Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 316

[Fal 86] S. Falciano et al. (NA10 Kollaboration), *Angular Distributions of Muon Pairs produced by 194-GeV/c Negative Pions*, Z. Phys. C **31** (1986) 513

[Fey 49] R. P. Feynman, *Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics*, Phys. Rev. **76** (1949) 769

[Fla 01] J. Flammer, *Entwicklung der Simulation des ECAL Pretrigger Systems für das Experiment HERA – B und Analyse der Effizienzen des Zerfalls* J/$\psi \to e^+e^-$, Dissertation, Universität Hamburg (2001)

[Fom 00] B. Fominykh, *Study of muon identification program (MuonID.C) on dimuon SLT triggered events,* Vortrag während des HERA – B Kollaborationstreffen, 2.-4. Oktober 2000, Internes HERA – B Dokument 00-171 (2000)

[Gla 61] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579

[Gle 01a] T. Glebe, *BEE – Interface and Design Issues*, Internes HERA – B Dokument 01-136 (2001)

[Gle 01b] T. Glebe, *Cluearte – The ARTE interface to BEE*, Internes HERA – B Dokument 01-110 (2001)

[Gle 01c] T. Glebe, *SMatrix – A high performance library for Vector/Matrix computation and Vertexing*, Internes HERA – B Dokument 01-134 (2001)

[Gle 02] T. Glebe, *Clue – The BEE event model library*, Internes HERA – B Dokument 01-138 (2002)
Siehe auch: `http://www.mpi-hd.mpg.de/herab/clue`

[Gra 01] W. Gradl, *The Readout System of the HERA – B Inner Tracker and Prospects of HERA – B in the Field of Drell-Yan Physics*, Dissertation, Universität Heidelberg (2001)

[Gro 00] D. E. Groom et al. (Particle Data Group Kollaboration), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1

[Gur 00] A. Gurtu in: C.S. Lim, T. Yamanaka (Hrsg.), *Proceedings of the 30th International Conference on High Energy Physics*, Vol I., World Scientific Publ., Singapore 2001, 107 (2000)

[HER 00a] Die HERA – B Kollaboration, *HERA – B Physics in 2001/2002*, Brief an das DESY-Direktorat (2000)

[HER 00b] Die HERA – B Kollaboration, *Report on Status and Prospects*, **DESY-PRC 00/04** (2000)

[HER 01] Die HERA – B Kollaboration, *Update on Status and Plans for 2001/2*, Internes HERA – B Dokument 01-064 (2001)

[Hol 93] U. Holm et al. (ZEUS Kollaboration), *ZEUS: A detector for HERA - status report 1993*, ZEUS-STATUS-REPT-1993, DESY, Hamburg (1993)

[Hoo 72] G. 't Hooft und M. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl. Phys. B **44** (1972) 189

[Hus 01a] U. Husemann, *Prospects of Drell-Yan Physics with the HERA – B Detector*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2001)

[Hus 01b] U. Husemann, *Technical Board Meeting*, Internes HERA – B Dokument 01-141 (2001)

[Jan 95] D. M. Jansen et al. (E789 Kollaboration), *Measurement of the Bottom-Quark Production Cross Section in 800 GeV/c Proton-Gold Collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3118

[Kra 02] C. Krauss, *Investigations on the Operational Behavior of the GEM MSGC Inner Tracking System and Study on the Reconstruction of χ_c Events in the HERA – B Detector*, Dissertation, Universität Heidelberg (2002)

[Lam 78] C. S. Lam und W.-K. Tung, *Systematic approach to inclusive lepton pair production in hadronic collisions*, Phys. Rev. D **18** (1978) 2447

[Lam 80] C. S. Lam und W.-K. Tung, *Parton-model relation without quantum-chromodynamic modifications in lepton pair production*, Phys. Rev. D **21** (1980) 2712

[Loh 94] T. Lohse et al., *HERA–B - An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at HERA proton ring*, Proposal, DESY-PRC 94/02 (1994)

[Mat 86] T. Matsui und H. Satz, *J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation*, Phys. Lett. **B178** (1986) 416

[Nac 86] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, Braunschweig (1986)

[Pes 01] R. Pestonik, *Identification of Pions, Kaons and Protons in the HERA–B Spectrometer*, Dissertation, Universität Ljubljana (2001)

[Ple 01] M. A. Pleier, *Cloneremove*, Internes HERA–B Dokument 01-062 (2001)

[Sal 68] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in: N. Svartholm (Hrsg.), Proc. 8th Nobel Symposium, Almqvist and Wiksells, Stockholm (1968) 367

[Sán 02] F. Sánchez, persönliche Mitteilung (2002)

[Sat 97] H. Satz, *QCD and QGP: A summary*, 3rd International Conference On Physics and Astrophysics of Quark Gluon Plasma, Jaipur, Indien, 17-21 März 1997

[Sat 01] H. Satz, *The search for the QGP: A critical appraisal*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94** (2001) 204

[Sav 98] V. Saveliev et al., *The HERA–B Transition Radiation Detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A408** (1998) 289

[Sch 48] J. Schwinger, *Quantum electrodynamics I-III*, Phys. Rev. **75** (1948) 1439, Phys. Rev. **75** (1948) 651, Phys. Rev. **76** (1949) 790

[Sch 01] B. Schwenninger, *Das Myon-Pretrigger-System für das HERA–B Experiment*, Dissertation, Universität Dortmund (2001)

[Som 00a] A. Somov, *HERA–B Rate calibration and luminosity determination using ECAL Energy Sum*, Internes HERA–B Dokument 00-076 (2000)

[Som 00b] A. Somov und Yu. Vassiliev, *Interaction Rate calibration of the HERA–B detector*, Internes HERA–B Dokument 00-075 (2000)

[Spr 00] S. Spratte, *Bestimmung der Wechselwirkungsrate des HERA–B Targets und Untersuchungen des Coasting Beam am HERA Protonen-Ring*, Dissertation, Universität Dortmund (2000)

[Sym 99] M. Symalla, *Vorbereitende Untersuchungen zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate und deren Zeitstruktur an einem Drahttarget mit Hilfe der Energieinformation des HERA–B elektromagnetischen Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1999)

[Tit 00] M. Titov, *The muon system in the HERA–B experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000) 355

[Tom 46] S.-I. Tomonaga. On a relativistic formulation of the quantum theory of wave fields I-V, 1946. Prog. Theor. Phys. **1** (1946) 27, Prog. Theor. Phys. **2** (1947) 101, 198, Prog. Theor. Phys. **1** (1948) 1, 101

[Wei 67] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264

[Zoc 00] A. Zoccoli, *The electromagnetic calorimeter of the HERA–B experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000) 246

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. P. Buchholz für das interessante Thema dieser Arbeit und für die Unterstützung und Betreuung, die er mir zukommen ließ.

Ich danke Herrn Prof. Dr. D. Wegener dafür, dass er sich dazu bereit erklärt hat, das Zweitgutachten für diese Arbeit zu erstellen.

Meinen Kollegen Markus Adams, Matthias Böcker, Carsten Cruse, Iouri Kolotaev und Ulrich Husemann danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit und die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe. Für das Korrekturlesen dieser Arbeit möchte ich mich besonders bei Matthias Böcker, Carsten Cruse und Ulrich Husemann bedanken. Ein zusätzlicher Dank geht an Markus Adams und besonders an Ulrich Husemann, die immer selbstlos einen Teil ihrer Zeit für Diskussionen und die Beantwortung von Fragen opferten.

Bei der gesamten *Helgoland*-Analysegruppe möchte ich mich für die Denkanstöße, hilfreichen Tips und kritischen Kommentare, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, bedanken.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls EV für die angenehme Atmosphäre und der gesamten HERA – B Kollaboration, die diese Arbeit ermöglichte.

Mein tiefster Dank, der sich nicht in Worte fassen läßt, gilt meinen Eltern, die mich stets bedingungslos und mit ganzer Kraft unterstützten. Auch dem Rest meiner Familie, besonders meinen Geschwistern und Großeltern, möchte ich für die Unterstützung danken. Ich danke B. Bierwald dafür, dass er durch Wort und Tat mein Interesse an den Naturwissenschaften förderte.

Sylvia, ich danke Dir für Liebe und Kraft, die Du mir zukommen läßt (Ja miłuję cię!). An dieser Stelle möchte ich einen Gruss an die gesamte Familie Ziolkowski senden.

Ich danke meinen Kommilitonen A. Heinen, W. Horn und T. Spernat für die zahlreichen Diskussionen über Physik, das Universum und den ganzen Rest.

Auch auf die Gefahr hin den einen oder anderen zu vergessen, möchte ich mich bei meinen Freunden bedanken, die dafür sorgten, dass sich Studium und Privatleben das Gleichgewicht hielten. Also Dank und Gruss an M. Bücker, D. Bücker, M. Bork, D. Cavillot, M. Cierpka, A. Hamer (Thanx for half of your CD collection, bro!), R. Schauff, T. Steinsiek, C. Vieweg und an alle Eure „besseren Hälften“ und Eure Familien.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter der Projektnummer 057DO55P gefördert.