Entwicklung von Algorithmen zur Identifikation von Vektormeson-Ereignissen mit dem neuen H1-Spurtrigger

Diplomarbeit
am
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
der
Universität Dortmund

vorgelegt von
Olaf Behrendt

März 2002

Inhaltsverzeichnis

1 Vektormesonproduktion in Elektron-Proton-Streuung 1

1.1 Elektron-Proton-Streuung . . . 2

1.2 Erzeugung von Vektormesonen bei HERA . . . 3

1.3 Zielsetzung der Arbeit . . . 9

2 Das H1-Experiment 11

2.1 Der H1-Detektor . . . 11

2.2 Das Upgrade-Programm . . . 17

3 Triggerkonzept 23

3.1 Das H1-Triggersystem . . . 23

3.2 Der Fast Track Trigger . . . 29

3.3 Vektormeson-Trigger . . . 36

4 Ereignisrekonstruktion auf Triggerniveau 39

4.1 Spurrekonstruktion . . . 40

4.2 Rekonstruktion des gestreuten Elektrons . . . 47

4.3 Rekonstruktion von invarianter Masse und t . . . 57

4.4 Sensitivität auf die Betriebsbedingungen der zentralen Jetkammern . . . 63

5 Selektionsvermögen 65

5.1 Photoproduktion . . . 70

5.2 Elektroproduktion . . . 73

Zusammenfassung 77

A Verwendete Triggerelemente 78

Literaturverzeichnis **80**

Danksagung **85**

Kapitel 1

Vektormesonproduktion in Elektron-Proton-Streuung

Die Elementarteilchenphysik untersucht die Struktur der Materie und die Wechselwirkungen ihrer Bausteine. Der heutige Wissensstand auf diesem Forschungsgebiet ist im sogenannten Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefaßt.

Das Standardmodell unterscheidet zwei Arten strukturloser Spin-1/2-Teilchen (Fermionen): die Quarks, aus denen z.B. die beiden Kernbausteine Proton und Neutron zusammengesetzt sind, und die Leptonen, zu denen das Elektron gehört. Zu jedem der zwölf fundamentalen Fermionen existiert ein zugehöriges Antiteilchen. Die insgesamt vier Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden von Teilchen mit ganzzahligem Spin, sogenannten Eichbosonen, vermittelt. Die elektromagnetische Wechselwirkung erfolgt über den Austausch eines masselosen Photons, das an alle elektrisch geladenen Teilchen koppelt, selbst jedoch keine Ladung besitzt. Die schwache Wechselwirkung wird durch massive neutrale (Z^0) und geladene ($W^{\pm}$) Bosonen übertragen. Gluonen sind die Träger der starken Wechselwirkung, der nur die Quarks nicht aber die Leptonen unterliegen. Diese Eichbosonen sind masselos und können untereinander wechselwirken, da sie selbst die sogenannte Farbladung tragen. Der Nachweis eines Eichbosons, das die Gravitationswechselwirkung vermittelt, konnte noch nicht erbracht werden.

Mit Ausnahme der Gravitation können die genannten Wechselwirkungen im Rahmen von Quantenfeldtheorien beschrieben werden. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden dabei im Rahmen der elektroschwachen Theorie zusammengefaßt. Die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) ist die Feldtheorie der starken Wechselwirkung.

Neben spektroskopischen Untersuchungen haben Streuexperimente einen entscheidenden Beitrag zum Verständnis der Struktur der Materie geleistet. Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen-Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg ist eine der weltweit größten Beschleunigeranlagen, an denen Streuexperimente durchgeführt werden können. Sie wurde 1992 mit dem Ziel in Betrieb genommen, durch Kollisionen von Elektronen und Protonen die Struktur des Protons zu untersuchen und ein tieferes Verständnis der Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen zu erlangen. Dabei steht die starke Wechselwirkung im Vordergrund des Interesses, während der Einfluß der Gravitationswechselwirkung vernachlässigbar ist.

Eine der Prozeßklassen, die von den Experimenten am Speicherring HERA untersucht werden, ist die Erzeugung von Vektormesonen, bei denen es sich um gebundene Zustände eines Quarks und eines Antiquarks mit Gesamtspin 1 und negativer Parität handelt. Nach einer kurzen allgemeinen Betrachtung der Elektron-Proton-Streuung wird in diesem Kapitel näher auf die Vektormesonproduktion eingegangen.

1.1 Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung eines Elektrons[1] an einem Proton kann durch den Austausch eines Photons (γ) oder eines Eichbosons der schwachen Wechselwirkung (Z^0 und $W^\pm$) beschrieben werden [1]. Wird ein neutrales Eichboson ausgetauscht (neutraler Strom), beobachtet man im Endzustand das gestreute Elektron und das hadronische System X. Im Falle eines geladenen Eichbosons (geladener Strom), besteht der Endzustand aus einem Neutrino und dem hadronischen System X. Die zugehörigen Feynman-Graphen zeigt Abbildung 1.1. Der Austausch von Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung ist aufgrund ihrer hohen Masse ($M_W \approx 80\,\mathrm{GeV}$, $M_{Z_0} \approx 91\,\mathrm{GeV}$) für $Q^2 \ll M_{W(Z_0)}$ gegenüber dem Photonaustausch stark unterdrückt und wird daher im folgenden nicht weiter betrachtet.

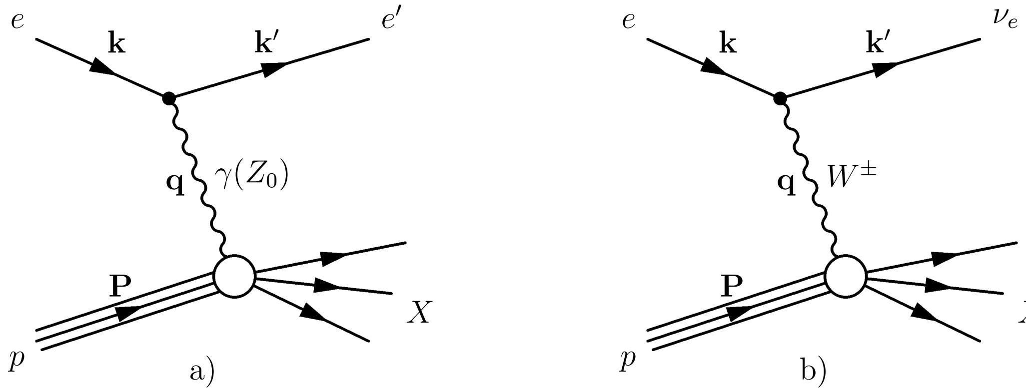


Abbildung 1.1: *Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für die Elektron-Proton-Streuung. Man unterscheidet zwischen Ereignissen mit Austausch von neutralen (a) und geladenen Eichbosonen (b).*

Bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ bestimmen zwei der drei lorentzinvarianten Größen Q^2, x und y die Kinematik der ep-Streuung vollständig. Diese sind über die Viererimpulse der am Steuprozeß beteiligten Teilchen definiert. Es bezeichnen $\mathbf{k}$ und $\mathbf{P}$ die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons bzw. Protons, sowie $\mathbf{k}'$ den des auslaufenden Elektrons. $\mathbf{q}$ ist der Viererimpuls des ausgetauschten Photons. Unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton ergibt sich das Quadrat der Schwerpunktsenergie aus den Energien

[1]Falls nicht explizit erwähnt, wird Elektron im folgenden synonym für Elektronen und Positronen verwendet.

von einlaufendem Elektron E_e und einlaufendem Proton E_p zu:

$$s = (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2 \approx 4E_eE_p.$$

Das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages am Elektronvertex ist definiert als:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 = 4E_eE_{e'}\cos^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right).$$

Dabei bezeichnet $E_{e'}$ die Energie des auslaufenden Elektrons und $\theta_{e'}$ dessen Streuwinkel, der bezüglich der Richtung des einlaufenden Protons gemessen wird. Im Grenzfall $Q^2 \to 0\,\mathrm{GeV}^2$ wird das ausgetauschte Photon reell, so daß der Prozeß der ep-Streuung bei sehr kleinen Viererimpulsüberträgen auch als Wechselwirkung eines reellen Photons mit einem Proton angesehen werden kann. Daher werden Ereignisse mit $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ in dieser Arbeit als *Photoproduktionsereignisse* bezeichnet, solche mit $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ werden *Elektroproduktionsereignisse* genannt[2].

Weiterhin werden zur Beschreibung der Ereigniskinematik die beiden Bjorken-Skalenvariablen x und y verwendet, die folgendermaßen definiert sind:

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}, \qquad y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}}.$$

Im Ruhesystem des Protons entspricht y dem relativen Energieübertrag des einlaufenden Elektrons auf das Proton. Die Größe x kann im naiven Quark-Parton-Modell als Bruchteil des Gesamtimpulses des Protons interpretiert werden, der von dem mit dem Photon wechselwirkenden Parton getragen wird. Entsprechend sind beide Variablen dimensionslos und in ihrem Wertebereich auf $0 \leq x, y \leq 1$ beschränkt.

Zusätzlich zu den genannten kinematischen Variablen definiert man die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ im Photon-Proton-Ruhesystem wie folgt:

$$W_{\gamma p}^2 = (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2.$$

Unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton gelten zwischen den genannten Variablen die folgenden Beziehungen:

$$Q^2 \approx xys, \qquad W_{\gamma p}^2 \approx ys - Q^2.$$

1.2 Erzeugung von Vektormesonen bei HERA

Eine mögliche Teilchenklasse, die im Endzustand der ep-Streuung auftreten kann, sind die sogenannten Vektormesonen, bei denen es sich um gebundene Zustände eines Quarks und eines Antiquarks handelt. Sie sind über ihre Quantenzahlen in Form von Gesamtimpuls J, Parität P und Ladungsparität C definiert: $J^{PC} = 1^{--}$. Von den Experimenten am Elektron-Proton-Speicherring HERA werden unter anderem die Vektormesonen ρ, ω, ϕ, J/Ψ und Υ untersucht. Massen, Zerfallsbreiten und dominante Zerfallskanäle mit

Vektor-meson	Masse [MeV]	Zerfalls-breite	Zerfalls-kanal	Verzweigungs-verhältnis
ρ	769.3 ± 0.8	$150.2 \pm 0.8\,\mathrm{MeV}$	$\pi^+\pi^-$	$\approx 100\%$
ω	782.57 ± 0.12	$8.44 \pm 0.09\,\mathrm{MeV}$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(88.8 \pm 0.7)\%$
			$\pi^0\gamma$	$(8.5 \pm 0.5)\%$
			$\pi^+\pi^-$	$(2.21 \pm 0.30)\%$
ϕ	1019.417 ± 0.014	$4.458 \pm 0.032\,\mathrm{MeV}$	K^+K^-	$(49.2 \pm 0.7)\%$
J/Ψ	3096.87 ± 0.04	$87 \pm 5\,\mathrm{keV}$	Hadronen	$(87.7 \pm 0.5)\%$
			e^+e^-	$(5.93 \pm 0.10)\%$
			$\mu^+\mu^-$	$(5.88 \pm 0.10)\%$
Υ	9460.30 ± 0.26	$52.5 \pm 1.8\,\mathrm{keV}$	$\tau^+\tau^-$	$(2.67^{+\,0.14}_{-\,0.16})\%$
			e^+e^-	$(2.38 \pm 0.11)\%$
			$\mu^+\mu^-$	$(2.48 \pm 0.06)\%$

Tabelle 1.1: *Massen, Zerfallsbreiten und dominante Zerfallskanäle der wichtigsten am HERA-Speicherring untersuchten Vektormesonen [2].*

zugehörigen Verzweigungsverhältnissen dieser Vektormesonen kann man Tabelle 1.1 entnehmen.

Eine Möglichkeit der Erzeugung von Vektormesonen ist die *diffraktive* Produktion. Man unterscheidet die elastische Produktion, bei der das Proton intakt bleibt, von der protondissoziativen Produktion (s. Abbildung 1.2). In diffraktiven Prozessen findet die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton über ein Objekt statt, das die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Da es sich bei dem ausgetauschten Objekt insbesondere um einen Farbsingulettzustand handelt, ist die Abstrahlung von Gluonen im Pseudorapiditätsbereich[3] zwischen dem erzeugten Vektormeson und dem gestreuten Proton bzw. hadronischen Endzustand X stark unterdrückt. In diesem Bereich werden daher im Detektor keine Teilchen beobachtet. Dies spiegelt sich in einer Lücke in der Pseudorapiditätsverteilung wider, die charakteristisch für diffraktive Prozesse ist.

Neben den bereits im vergangenen Abschnitt definierten kinematischen Variablen sind für die Beschreibung der Vektormesonproduktion zwei weitere Größen von Bedeutung. Die Inelastizität z entspricht, im Protonruhessystem, dem relativen Energieübertrag vom Photon auf das Vektormeson und ist wie folgt definiert:

$$z = \frac{\mathbf{P_V} \cdot \mathbf{P}}{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}}.$$

Hierbei ist $\mathbf{P_V}$ der Viererimpuls des erzeugten Vektormesons. Die Mandelstam-Variable t gibt das Quadrat des Viererimpulsübertrages am Protonvertex an:

$$t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2. \tag{1.1}$$

[2]Die Wahl des Wertes $1\,\mathrm{GeV}^2$ als Grenze zwischen beiden kinematischen Bereichen ist durch die Detektorakzeptanz bedingt.

[3]Die Pseudorapidität η ist definiert als: $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$.

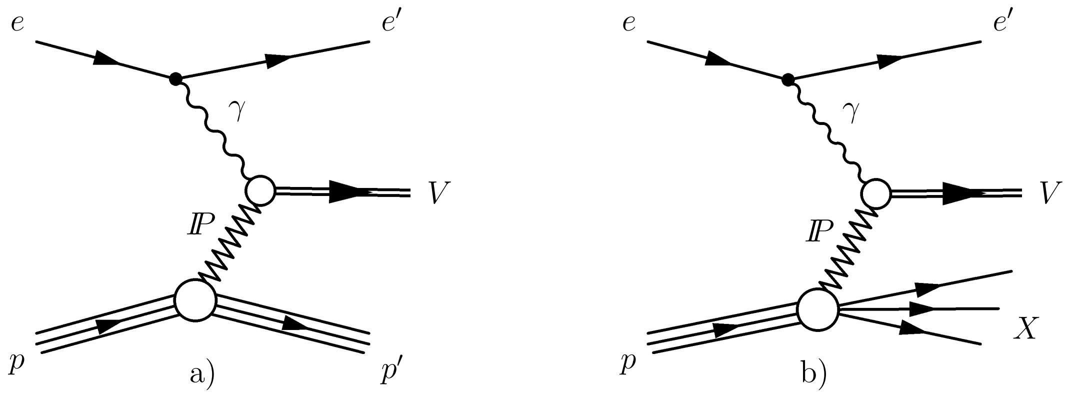


Abbildung 1.2: *Darstellung der diffraktiven Vektormesonproduktion. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton findet durch den Austausch der Pomeron-Trajektorie $I\!P$ statt. Dabei kann das Proton intakt bleiben (a) oder dissoziieren (b).*

Dabei bezeichnet $\mathbf{P}'$ den Viererimpuls des elastisch gestreuten Protons oder des hadronischen Endzustandes X.

Die diffraktive Vektormesonproduktion kann auf der Grundlage des Vektormeson-Dominanz-Modells bzw. der Regge-Theorie phänomenologisch beschrieben werden [3, 4, 5]. Im Vektormeson-Dominanz-Modell wird das Photon als eine Superposition eines reinen elektromagnetischen Feldes und einer hadronischen Komponente angesehen. Die hadronische Komponente setzt sich dabei aus verschiedenen neutralen Vektormesonen zusammen, die die gleichen Quantenzahlen wie das Photon besitzen. Ist die Fluktuationszeit des Photons in ein Vektormeson groß gegenüber der Wechselwirkungszeit mit dem Proton, kann das Vektormeson mit dem Proton wechselwirken. Die Produktion eines Vektormesons V kann daher als Streuung eines virtuellen Vektormesons V^* am Proton angesehen werden.

Auf diese Reaktion kann die Regge-Theorie [6] angewendet werden, da es sich um eine Hadron-Hadron-Wechselwirkung handelt, zu deren Beschreibung diese Theorie entwickelt wurde. Sie basiert auf der Annahme, daß die beiden Hadronen durch den Austausch von Baryon- oder Mesontrajektorien miteinander wechselwirken. Bei hohen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ im Photon-Proton-System dominiert die sogenannte Pomeron-Trajektorie. Diese korrespondiert zu einem Pseudoteilchen, das die Quantenzahlen des Vakuums besitzt. Die Pomeron-Trajektorie wurde in Hadron-Hadron-Streuexperimenten analysiert. Unter der Annahme der Universalität der Pomeron-Trajektorie können die Ergebnisse auf die Photon-Proton-Streuung übertragen werden, was zu der folgenden Vorhersage für den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt[4] als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ führt: $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{0.22}$.

Abbildung 1.3 zeigt die Ergebnisse der Messung eben dieser Abhängigkeit für die Photoproduktion verschiedener Vektormesonen. Für die leichten Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) stimmt der durch Anpassungen der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ an die Daten ermittelte Exponent δ mit den obigen Vorhersagen gut überein. Wie von QCD-Modellen vorausgesagt wird [16],

[4] Den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ erhält man aus dem Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt, indem man durch den Photonfluß dividiert (s. zum Beispiel [7]).

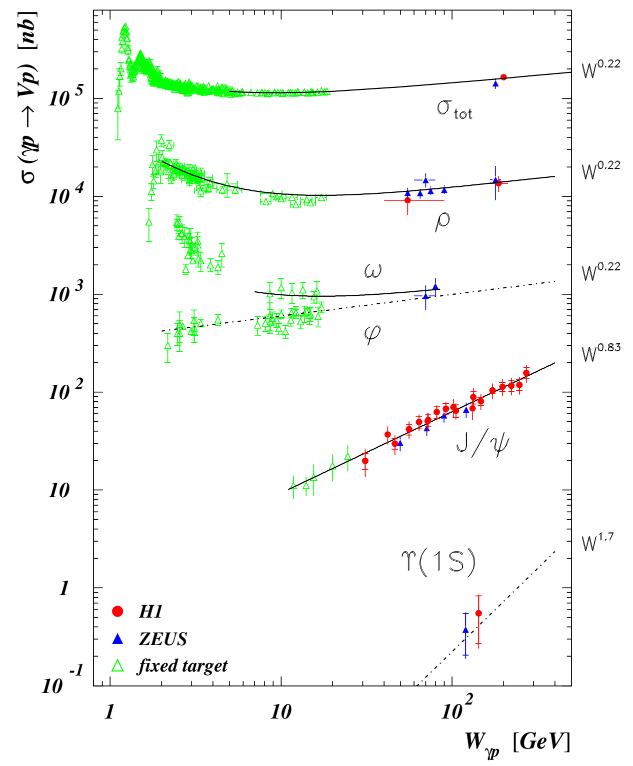


Abbildung 1.3: *Übersicht über die Messungen des totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes und des Produktionswirkungsquerschnittes für verschiedene Vektormesonen in Photoproduktion als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]. Neben den Datenpunkten sind Anpassungen oder Vorhersagen der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ an die Daten für große $W_{\gamma p}$ dargestellt. Die sich ergebenden Energieabhängigkeiten sind an der rechten Achse angegeben.*

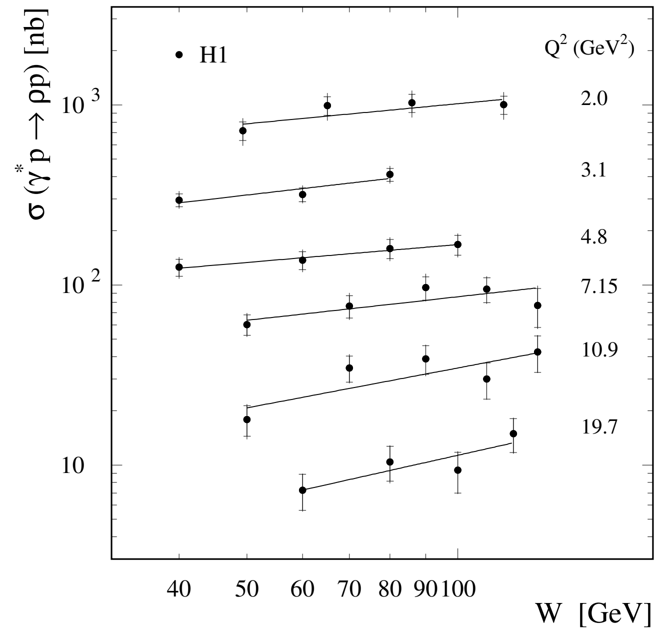
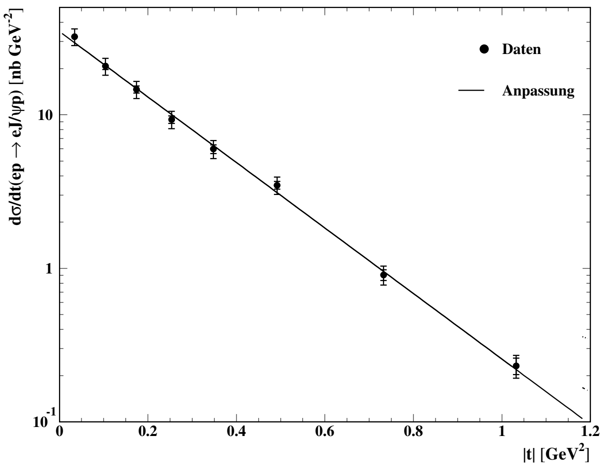
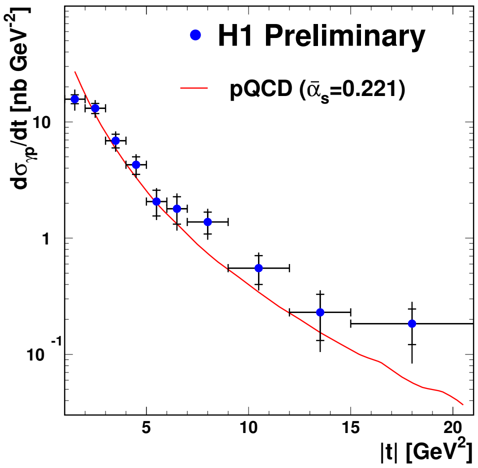


Abbildung 1.4: *Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt für die elastische Elektroproduktion von ρ-Mesonen als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für verschiedene Werte von Q^2 [7]. Die Linien korrespondieren zu einer Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$.*

beobachtet man im Fall der J/Ψ-Mesonen jedoch einen stärkeren Anstieg des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$ mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Für die Produktion von ϒ-Mesonen wird sogar ein noch größerer Anstieg erwartet [17], der jedoch aufgrund der großen Fehler der Messungen experimentell bisher nicht bestätigt werden konnte. Die Produktion schwerer Vektormesonen (J/Ψ, ϒ) kann im Rahmen der perturbativen QCD beschrieben werden, da durch ihre große Masse eine harte Skala gegeben ist. Diese gewährleistet das Konvergieren der zugehörigen Störungsreihen.



a)



b)

Abbildung 1.5: *Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Betrages der Mandelstam-Variablen t für die elastische (a) [18] bzw. protondissoziative (b) [19] Photoproduktion von J/Ψ-Vektormesonen. Im elastischen Fall wurde eine Anpassung der Form $\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|}$ an die Daten vorgenommen, für die protondissoziative Produktion ist neben den Daten die Vorhersage eines Modells der perturbativen QCD gezeigt.*

Die im vorherigen Absatz beschriebene Messung zeigt, daß der Anstieg des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ mit härter werdender Skala in Form der Masse der Vektormesonen stärker wird. Diese Beobachtung kann überprüft werden, indem man auch für leichte Vektormesonen dadurch eine harte Skala eingeführt, daß man ihre Produktion bei höheren Q^2 betrachtet. In Abbildung 1.4 sind die Ergebnisse der Messung der $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$ für die elastische Elektroproduktion von ρ-Mesonen für verschiedene Q^2 dargestellt. Auch hier scheint die Energieabhängigkeit mit härter werdender Skala größer zu werden. Eine eindeutige Aussage ist allerdings aufgrund der Meßungenauigkeit, bedingt durch den großen statistischen Fehler bei hohen Q^2, nicht möglich.

Ferner kann die Mandelstam-Variable t die harte Skala im Prozeß darstellen. Von der H1-Kollaboration wurde die t-Abhängigkeit des Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes für die J/Ψ-Photoproduktion untersucht. Auch bei dieser Messung dominieren die statistischen Meßfehler den Gesamtfehler für große Werte von $|t|$. Dies gilt sowohl für den elastischen (s. Abbildung 1.5 a) als auch für den protondissoziativen Fall (s. Abbildung 1.5 b).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß es die diffraktive Produktion von Vektormesonen erlaubt, den Übergang zwischen weichen, von phänomenologischen Modellen beschreibbaren und harten Prozessen zu studieren, auf die die Methoden der perturbativen QCD angewendet werden können. Die Vorhersagen der verschiedenen Modelle können auf diese Weise getestet werden. HERA eröffnet dabei die Möglichkeit, die Bedeutung verschiedener Skalen wie Q^2, t und die Masse der Vektormesonen innerhalb großer Wertebereiche zu untersuchen.

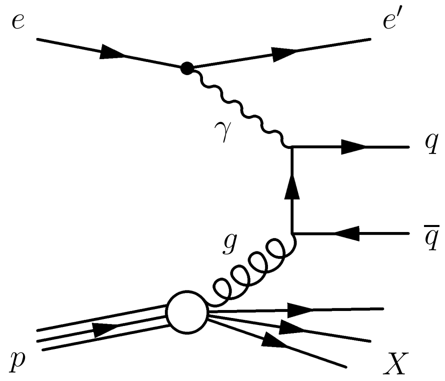


Abbildung 1.6: *Feynman-Graph zur Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares durch Photon-Gluon-Fusion.*

Neben der diffraktiven Produktion gibt es noch einen weiteren Produktionsmechanismus für Vektormesonen, die *inelatische Produktion*. Während die inelastischen Prozesse den gesamten Wertebereich $0 \leq z \leq 1$ der Inelastizität abdecken, gilt für die diffraktive Produktion $z \approx 1$. Dominanter Prozeß der inelastischen Produktion ist die Photon-Gluon-Fusion. Wie in Abbildung 1.6 dargestellt, strahlt bei dieser das Proton ein Gluon ab. Die anschließende Wechselwirkung mit dem Photon geschieht durch den Austausch eines Quarks. Dabei entsteht ein Quark-Antiquark-Paar $q\overline{q}$. Für die schweren Vektormesonen kann die Erzeugung dieses $q\overline{q}$-Paares für beliebige Werte von Q^2 im Rahmen der perturbativen QCD beschrieben werden, wobei die Masse der Vektormesonen als harte Skala verwendet wird. Das Quark-Antiquark-Paar befindet sich nach seiner Entstehung zunächst in einem ungebundenen Zustand, der nicht farbneutral ist. Den Übergang zu einem farblosen Vektormeson versuchen mehrere Modelle zu beschreiben. Zu diesen zählen das Colour Singlet Model und das Colour Octet Model. Im Colour Singlet Model erreicht das $q\overline{q}$-Paar den farblosen Zustand durch Abstrahlung harter Gluonen [20, 21]. In niedrigster Ordnung wird ein einziges Gluon abgestrahlt. Hingegen können zur Vektormesonproduktion im Colour Octet Model auch Farb-Oktettzustände des $q\overline{q}$-Paares beitragen [22]. Der Übergang zum farblosen Zustand wird durch Emission weicher Gluonen realisiert.

Messungen der J/Ψ-Produktion in Proton-Antiproton-Kollisionen am Tevatron haben gezeigt, daß das Colour Singlet Model die beobachteten hohen Ereignisraten nicht erklären kann [23, 24]. Beiträge von Farb-Oktettzuständen können diese Diskrepanz jedoch beseitigen.

Für Modellvergleiche bei HERA eignet sich die Messung der Polarisation der J/Ψ-Mesonen besonders, da Normierungsunsicherheiten der Modelle in diesem Fall keinen Einfluß haben. Abbildung 1.7 zeigt die Abhängigkeit der Polarisation λ von der Inelastizität z. Im Grenzfall $\lambda = 1$ handelt es sich um transversal und im Grenzfall $\lambda = -1$ um longitudinal polarisierte Mesonen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die derzeitigen Meßfehler keine Aussagen bezüglich der Gültigkeit der Modelle zulassen.

Alle Messungen der inelastischen Produktion von J/Ψ-Vektormesonen durch die H1-Kollaboration haben sich bisher auf den Zerfallskanal $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ beschränkt. Die Akkumulation von Ereignissen, in denen das J/Ψ-Meson in zwei Elektronen zerfällt, würde den statistischen Fehler verringern. Zur Selektion dieser Ereignisse fehlt es jedoch an

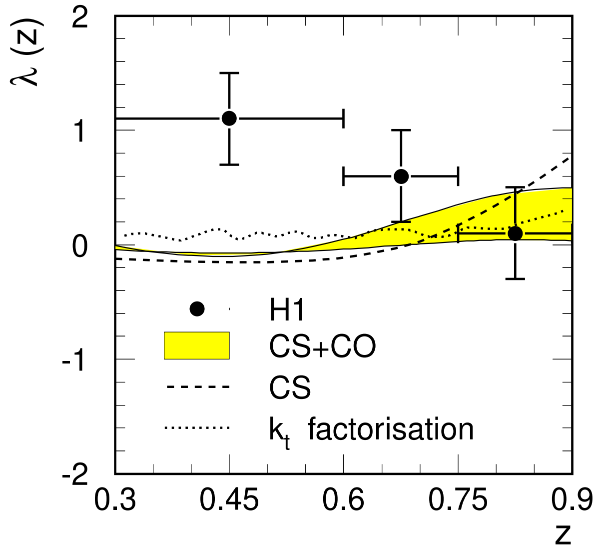


Abbildung 1.7: *Abhängigkeit der J/Ψ-Polarisation λ von der Inelastizität z in inelastischen Photoproduktionsereignissen [25]. Neben den Datenpunkten mit statistischem und systematischem Fehler sind die Vorhersagen mehrerer Modelle gezeigt. Eines der Modelle beinhaltet Colour Singlet und Colour Octet Beiträge (CS + CO), die beiden anderen nur Colour Singlet Beiträge (CS, k_t factorisation).*

geeigneten Strategien [26].

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Wie der vorherige Abschnitt gezeigt hat, würde eine Reihe von Messungen zur Vektormesonproduktion von einer größeren Anzahl aufgezeichneter Ereignisse in bestimmten kinematischen Bereichen profitieren. Da dies auch für eine Vielzahl anderer Prozesse gilt, wurde der HERA-Ring in den Jahren 2000 und 2001 einem umfangreichen Ausbau (Upgrade) unterzogen, mit dem Ziel, die Ereignisrate um etwa einen Faktor fünf zu erhöhen. Aus der größeren Rate können die Experimente aber nur dann einen Nutzen ziehen, falls auch geeignete Mittel zur Selektion und Aufzeichnung der Ereignisse existieren. Der Selektion dient das Triggersystem eines Experimentes. Es soll dafür sorgen, daß physikalisch interessante Ereignisse aufgezeichnet und Untergrundereignisse verworfen werden.

Um das Selektionsvermögen zu verbessern, wurde im Rahmen des Upgrades das Triggersystem des H1-Experimentes um den sogenannten *Fast Track Trigger* erweitert [27, 28]. Er rekonstruiert dreidimensionale Spuren unter Verwendung der Informationen der zentralen Jetkammern. Mit seiner Hilfe ist es möglich, exklusive Endzustände anhand von invarianten Massen und kinematischen Variablen zu identifizieren.

Die vorliegende Arbeit dient der Entwicklung von Algorithmen zur Selektion von Ereignissen mit Vektormesonen im Endzustand mit Hilfe des Fast Track Triggers. Insbesondere soll die Möglichkeit geschaffen werden, Ereignisse mit großem $|t|$ zu selektieren, da Analysen in diesem kinematischen Bereich bisher statistisch limitiert sind. Die Anzahl der Fehlidentifikationen soll dabei möglichst klein sein, um die Rate der selektierten Ereignisse möglichst gering zu halten.

Die Analyse wird im wesentlichen auf die elastische Produktion von J/Ψ-Mesonen und den Zerfall in zwei Myonen beschränkt. Dennoch sollten die entwickelten Algorithmen auf die vom Fast Track Trigger beobachtbaren Zerfallskanäle aller in Tabelle 1.1 aufgeführten Vektormesonen übertragbar sein. Dies sind ausschließlich Zerfälle in zwei geladene Teilchen, da elektrisch neutrale Teilchen von den Jetkammern nicht nachgewiesen werden können.

Der Aufbau des H1-Experimentes wird im zweiten Kapitel dieser Arbeit beschrieben. Dabei stehen die Detektorkomponenten im Vordergrund, die für die Untersuchungen von Bedeutung sind. Weiterhin sind die Veränderungen, die das Experiment während des Upgrades erfahren hat, Gegenstand dieses Kapitels. Im dritten Kapitel wird das Triggersystem des H1-Exprimentes erläutert, wobei der Fast Track Trigger im Mittelpunkt steht. Das Prinzip der Selektion von Vektormesonereignissen mit seiner Hilfe wird vorgestellt. Der erfolgreiche Einsatz der zu entwickelnden Algorithmen setzt voraus, daß die zur Ereignisselektion verwendeten Variablen auf Triggerniveau gut bestimmt werden können. Dies wird im vierten Kapitel untersucht. Das fünfte Kapitel beschäftigt sich schließlich mit dem Selektionsvermögen der Algorithmen, d.h. es wird gezeigt, mit welcher Effizienz Vektormesonereignisse selektiert und Untergrundereignisse verworfen werden.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

Der Speicherring HERA, an dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden, bietet die Möglichkeit, die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Prozesse zu untersuchen. Seit seiner Fertigstellung im Jahr 1991 werden in dem 6.3 km langen Ring (s. Abbildung 2.1) Elektronen bzw. Positronen und Protonen in zwei separaten Strahlrohren in entgegengesetzter Richtung beschleunigt. Die Energie des Leptonstrahls beträgt 27.5 GeV, die Protonenergie[1] 920 GeV. Dies entspricht einer für Elektron-Proton-Kollisionen zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 320$ GeV. Die Kollisionsrate beträgt 10.4 MHz, dies entspricht einem Zeitintervall von 96 ns zwischen zwei Strahlkreuzungen.

An zwei der insgesamt vier Wechselwirkungspunkte werden der Elektron- und der Protonstrahl zur Kollision gebracht. Hier befinden sich die beiden Experimente H1 und ZEUS, die seit 1992 Daten aufzeichnen und ep-Streuungen untersuchen. Weiterhin wurden zwei Experimente errichtet, die jeweils nur einen Teilchenstrahl verwenden: Das im Jahr 2000 fertiggestellte HERA-B Experiment verfügt über ein internes Drahttarget, um Wechselwirkungen des HERA-Protonstrahls mit den Atomkernen des Targets zu studieren. Es wurde zur Messung der CP-Verletzung in B-Meson-Zerfällen konzipiert. Das zweite Experiment, HERMES, untersucht die Spinstruktur von Protonen und Neutronen, indem longitudinal polarisierte Elektronen an ebenfalls polarisierten Gasatomen (Wasserstoff, Deuterium, Helium-3) gestreut werden.

2.1 Der H1-Detektor

Die Untersuchung von ep-Reaktionen erfordert eine genaue Vermessung der im Endzustand auftretenden Teilchen. Aus diesem Grund ist der H1-Detektor [29, 30], der in Abbildung 2.2 zu sehen ist, auf eine präzise Identifikation und Rekonstruktion der entstehenden Teilchen nahezu im gesamten Raumwinkelbereich ausgelegt. Dies gilt insbesondere für das gestreute Elektron.

Zur eindeutigen Beschreibung der Signaturen der detektierten Teilchen hat man sich auf

[1] Bis zum Jahr 1998 betrug die Energie der Protonen 820 GeV.

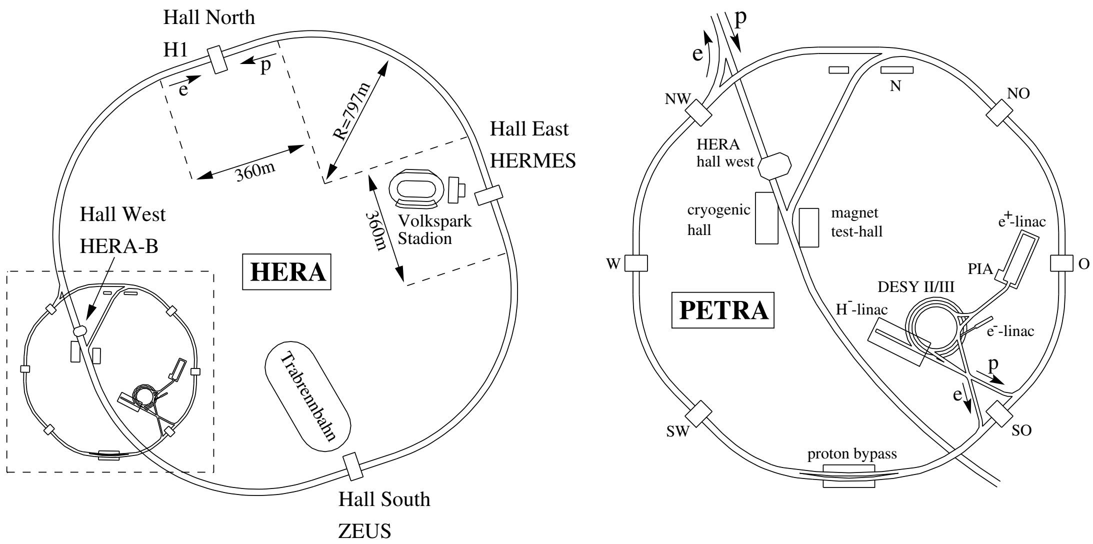


Abbildung 2.1: *Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger.*

ein rechtshändiges Koordinatensystem (s. Abbildung 2.2) verständigt, dessen positive z-Achse in Richtung des einlaufenden Protons und dessen positive x-Achse zum Mittelpunkt des Speicherrings zeigt. Der Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt (in Abbildung 2.2 mit einem Kreuz gekennzeichnet). Weiterhin sind die beiden folgenden Winkel definiert: Der Azimutwinkel ϕ in der xy-Ebene bezüglich der x-Achse und der Polarwinkel θ bezüglich der z-Achse. Man bezeichnet den Bereich kleiner Polarwinkel als *Vorwärts-* und den Bereich großer Polarwinkel als *Rückwärtsbereich*. Der H1-Detektor ist symmetrisch zur z-Achse aufgebaut, seine Asymmetrie in z-Richtung trägt der Tatsache Rechnung, daß aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien ein Großteil der Reaktionsprodukte in Protonrichtung fliegt.

Elektronen und Protonen treten in das Detektorvolumen durch das Strahlrohr $\boxed{1}$ ein. In radialer Richtung schließt sich das Spurkammersystem des H1-Detektors an. Dieses besteht aus den vorderen $\boxed{3}$ und den zentralen Spurkammern $\boxed{2}$, die einen Polarwinkelbereich $7° < \theta < 25°$ bzw. $15° < \theta < 165°$ abdecken. Die Drahtkammern des Zentralbereichs werden durch den Siliziumdetektor CST (Central Silicon Tracker) ergänzt, der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegt. Der CST besitzt eine Polarwinkelakzeptanz von $30° < \theta < 150°$ und liefert präzise Vertexinformationen zur Trennung von Primär- und Sekundärvertices. Zusätzlich zu den genannten Komponenten sind die rückwärtige Driftkammer BDC (Backward Drift Chamber) und der rückwärtige Siliziumdetektor BST (Backward Silicon Tracker) mit einer Polarwinkelakzeptanz von $154° < \theta < 178°$ bzw. $164° < \theta < 176°$ Teil des H1-Spurkammersystems. Beide dienen der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons.

Umgeben werden die Spurkammern von einem Kalorimetersystem, das der Energiemessung der Teilchen im Endzustand dient. Der Großteil des Akzeptanzbereiches ($4° < \theta < 154°$) wird von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) überdeckt, das aus einem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$ besteht und sich

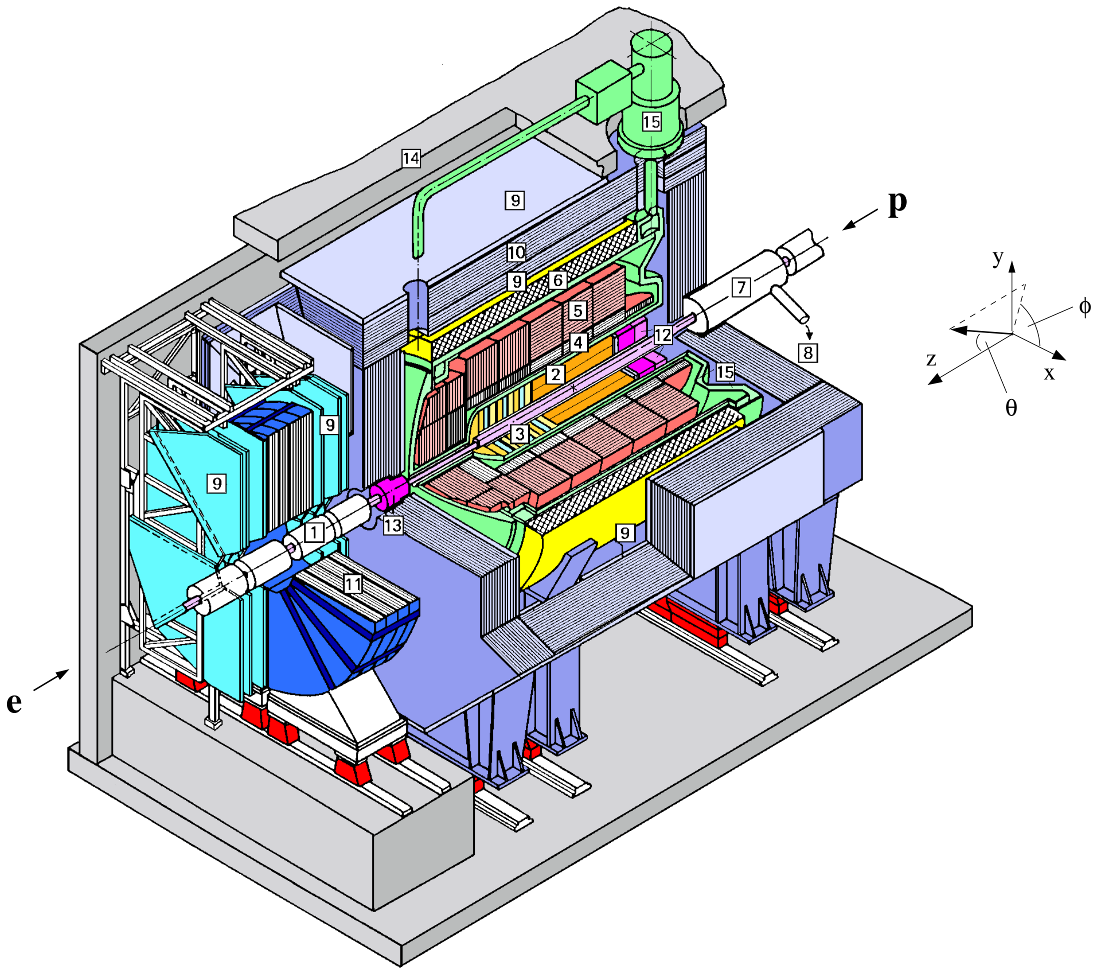


Abbildung 2.2: *Der H1-Detektor. Verweise auf einzelne Teile dieser Abbildung sind im Text durch Rechtecke kenntlich gemacht.*

in einem Kryostaten $\boxed{15}$ befindet. Es handelt sich um ein *Sampling*-Kalorimeter, d.h. es werden unterschiedliche Materialien für die Absorption und den Nachweis der Teilchen verwendet. Im elektromagnetischen Teil werden Bleiplatten als Absorber verwendet. Die dazwischenliegenden Schichten sind mit flüssigem Argon als Nachweismaterial gefüllt, das von den Primärteilchen und den von ihnen erzeugten Sekundärteilchen ionisiert wird. Anstelle von Blei wird im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters eine Edelstahllegierung als Absorbermaterial eingesetzt. Komplettiert wird die kalorimetrische Akzeptanz durch das Vorwärtskalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ und das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) $\boxed{12}$.

Alle bisher erwähnten Detektorkomponenten werden von einer supraleitenden Magnetspule $\boxed{6}$ umgeben. Ein Eisenjoch $\boxed{10}$ dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Im Innern der Spule herrscht ein nahezu homogenes Magnetfeld der Stärke 1.15 T. Es verursacht eine Krümmung der Spuren geladener Teilchen, die eine Impulsmessung ermöglicht. Da sich die Spule außerhalb des Kalorimetervolumens befindet, wird die Menge an totem Material, das die Energiemesssung beeinflussen könnte, minimiert. Das Eisenjoch ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Diese sind mit einem ionisierbaren Gas gefüllt und besitzen einen quadratischen Querschnitt, in dessen Mitte sich ein Draht befindet. Das Nachweisprinzip ist das gleiche wie bei den Drahtkammern des Spurkammersystems des H1-Detektors, das im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Das instrumentierte Eisen bildet zusammen mit je drei weiteren an dessen Außen- und Innenseite angebrachten Lagen von Streamerrohrkammern $\boxed{9}$ das zentrale Myonsystem. Neben der Messung von Myonspuren wird es zum Nachweis der restlichen Energie von Hadronen verwendet, die im Kalorimetervolumen nicht vollständig absorbiert werden. Weitere Myonkammern befinden sich im Vorwärtsbereich des H1-Detektors. Mit ihrer Hilfe werden hochenergetische Myonen im Polarwinkelbereich $3° < \theta < 17°$ nachgewiesen. Es handelt sich dabei um jeweils drei Doppellagen von ebenen Driftkammern $\boxed{9}$, die sich an der Vorder- und Rückseite eines toroidalen Magneten $\boxed{11}$ befinden.

Um den Untergrund durch Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand zu reduzieren, ist der H1-Detektor mit einem Flugzeitsystem ToF (Time of Flight System) ausgestattet [31]. Dieses besteht aus mehreren Szintillator-Anordnungen, innerhalb und außerhalb des Zentraldetektors, die Signale mit hoher Zeitauflösung liefern. Durch die Definition enger Zeitfenster können Untergrundereignisse von Signalereignissen unterscheiden werden.

Im folgenden werden mit dem zentralen Spurkammersystem und dem SpaCal die Detektorkomponenten näher erläutert, die für die vorliegende Analyse von Bedeutung sind.

Das zentrale Spurkammersystem

Die beiden Jetkammern CJC1 und CJC2 (s. Abbildung 2.3) bilden die Basis der Spurrekonstruktion im Zentralbereich des H1-Detektors. Es handelt sich dabei um zur Strahlachse konzentrische Driftkammern, deren radiale Ausdehnung $20.3\,\mathrm{cm} \leq r \leq 45.1\,\mathrm{cm}$ (CJC1) bzw. $53.0\,\mathrm{cm} \leq r \leq 84.4\,\mathrm{cm}$ (CJC2) beträgt. Die Spurrekonstruktion basiert auf der Ionisierung eines $\mathrm{Ar} - \mathrm{CO_2} - \mathrm{CH_4}$ Gasgemisches in den Kammern durch die bei der Kollision entstehenden geladenen Teilchen. Die dabei freiwerdenden Elektronen werden mit Hilfe der insgesamt 2640 Signaldrähte registriert, die parallel zur z-Richtung gespannt und in 30 (CJC1) bzw. 60 Zellen (CJC2) eingeteilt sind. In azimutaler Richtung werden die Zellen räumlich durch zwei Ebenen von Kathodendrähten begrenzt, in radialer Richtung durch sogenannte Felddrähte. Die an den Kathodendrähten anliegende Spannung ist proportional zu deren Abstand von der Ebene der Signaldrähte, um ein möglichst homogenes elektrisches Feld und damit eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen zu erzeugen. Die Felddrähte minimieren am inneren und äußeren Ende der Zelle Abweichungen vom homogenen Driftfeld. Die Zellen sind um etwa 30° gegen die radiale Richtung geneigt. Dadurch ist die Driftrichtung der Elektronen bei Anwesenheit eines magnetischen Feldes nahezu senkrecht zu Spuren, die ihren Ursprung auf der Strahlachse haben und einen großen Impuls besitzen. Auf diese Weise wird eine optimale Spurauflösung erreicht. Die Messung der Driftzeit der bei der Ionisation freiwerdenden Elektronen erlaubt eine Ortsbestimmung in der $r\phi$-Ebene. Die z-Koordinate wird mit Hilfe einer Ladungstei-

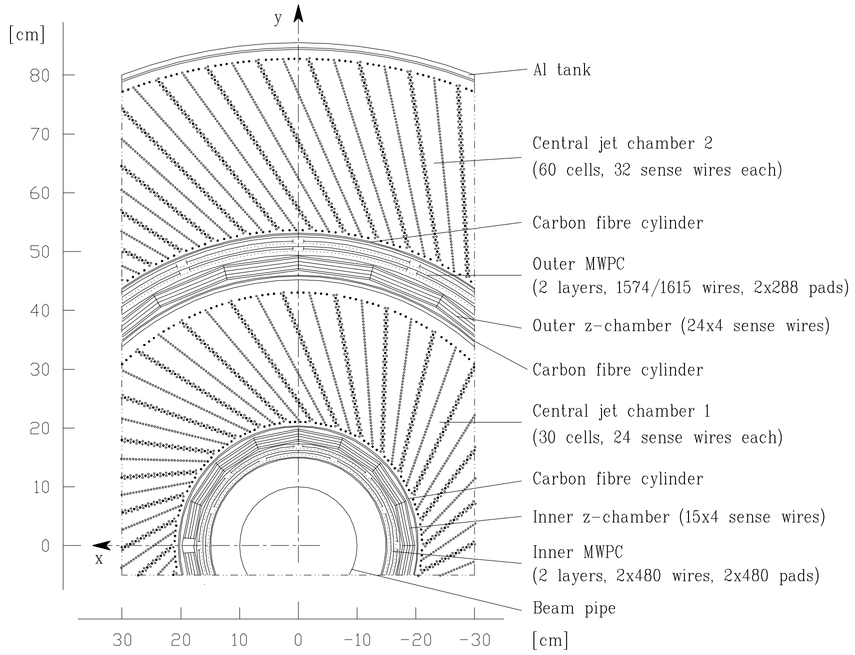


Abbildung 2.3: *Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems.*

lungsmethode bestimmt, die auf der Messung der Signale an beiden Drahtenden basiert. Insgesamt werden Ortsauflösungen von $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m und $\sigma_z = 4\,$cm [32] erzielt. Weiterhin erlauben die Jetkammern eine Messung des Energieverlustes pro Längeneinheit $\frac{dE}{dx}$, der zur Teilchenidentifikation verwendet werden kann.

Die Drähte der beiden dünnen Driftkammern CIZ (Central Inner Z-Chamber) und COZ (Central Outer Z-Chamber), die sich an der Innenseite bzw. Außenseite der CJC1 befinden, sind senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet. Sie sind damit optimal zur Messung der z-Koordinate von Spuren geeignet. Es wird mit $\sigma_z = 300\,\mu$m eine Auflösung erreicht, die wesentlich besser als die der zentralen Jetkammern ist.

Vervollständigt werden die Drahtkammern des zentralen Spurkammersystems des H1-Detektors durch die beiden Proportionalkammern CIP (Central Inner Proportional Chamber) und COP (Central Outer Proportional Chamber). Diese schließen sich in radialer Richtung innen an die CIZ bzw. CJC2 an. Ihre Signale werden an den z-Vertex-Trigger gesendet und von diesem zur Ereignisselektion verwendet.

Das SpaCal

Zur Energiemessung im Rückwärtsbereich des H1-Detektors, insbesondere der Energie des gestreuten Elektrons, dient das SpaCal [33]. Es besitzt eine Akzeptanz von $153° < \theta < 177.5°$ und ist wie das LAr-Kalorimeter ein Sampling-Kalorimeter. Als Absorbermaterial wird Blei verwendet, als aktives Material szintillierende Fasern. Die einfallenden Teilchen induzieren einen Schauer von Sekundärteilchen im Absorbermaterial, die

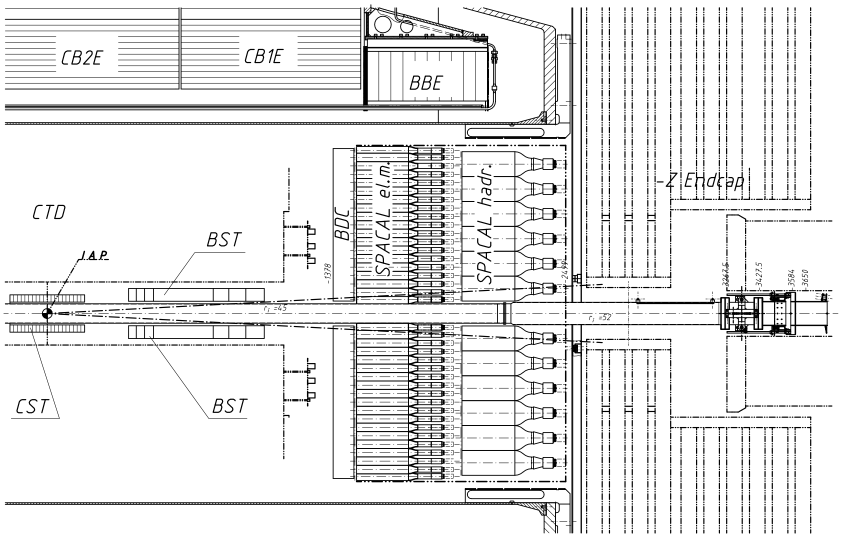


Abbildung 2.4: *Längsschnitt durch den Rückwärtsbereich des H1-Detektors.*

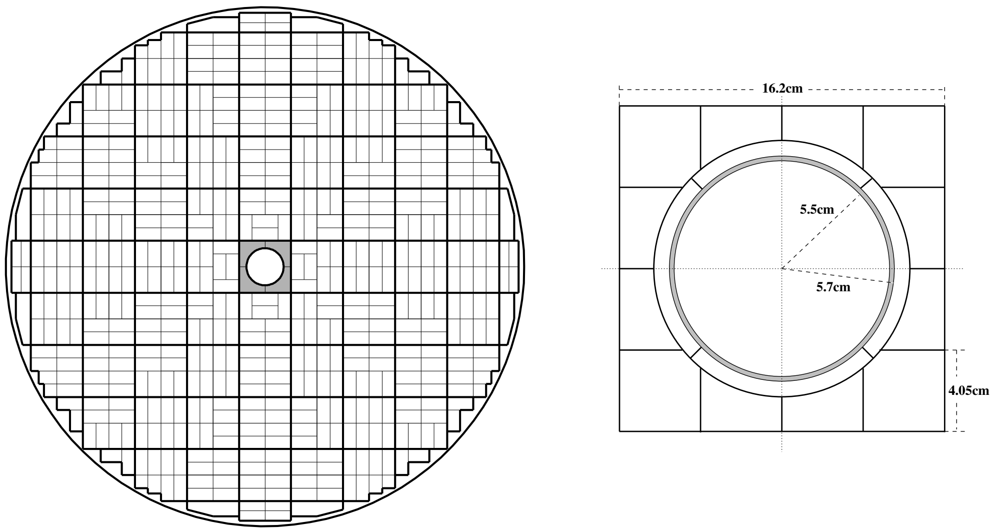


Abbildung 2.5: *Der linke Teil der Abbildung zeigt die radiale Ansicht des elektromagnetischen Teils des SpaCals. Die Supermodule sind durch starke Linien gekennzeichnet. Die dünnen Linien zeigen die Anordnung der Submodule. Der grau markierte innere Randbereich ist im rechten Teil der Abbildung vergrößert dargestellt.*

die Fasern zur Emission von Szintillationslicht anregen. Die mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesene Lichtmenge ist ein Maß für die deponierte Energie der Primärteilchen. Eine Zusammenfassung der für diesen Prozeß verantwortlichen Wechselwirkungen findet man in [34, 35].

Das SpaCal ist in eine elektromagnetische und eine hadronische Sektion unterteilt. Ihre Position im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors kann der Abbildung 2.4 entnommen werden. Für diese Arbeit ist vor allem der elektromagnetische Teil wesentlich. Er besteht aus 1192 Auslesezellen der Dimension $4.05 \times 4.05 \times 25.5\,\mathrm{cm}^3$. Je zwei dieser Auslesezellen bilden die kleinste mechanische Konstruktionseinheit, ein *Submodul*. Es besteht aus 90 Lagen Blei, deren Vertiefungen mit szintillierenden Fasern instrumentiert sind. Das Volumenverhältnis von Blei zu Faser beträgt $2.27 : 1$. Acht dieser Submodule wiederum werden zu sogenannten *Supermodulen* zusammengefaßt, die einen quadratischen Querschnitt besitzen. Aus diesen ist die elektromagnetische Sektion, wie in Abbildung 2.5 dargestellt, aufgebaut. An den Rändern befinden sich speziell gefertigte Module. Um die Abdeckung des angegebenen Akzeptanzbereiches für große Polarwinkel zu gewährleisten, ist auch der innere Randbereich des SpaCals mit einer besonderen Zellanordnung [36] versehen. Wie die Supermodule besteht diese aus 16 Auslesezellen und ist ebenfalls in Abbildung 2.5 dargestellt. Mit Hilfe von Teststrahlmessungen wurde die Energieauflösung der elektromagnetischen Sektion zu $(7.1\pm0.2)\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus (1.0\pm0.1)\%$ bestimmt, die absolute Energieskala ist auf 1.0% genau bekannt [37].

2.2 Das Upgrade-Programm

Das Physikprogramm des H1-Experimentes könnte bedeutend erweitert werden, falls eine deutlich größere Anzahl von Ereignissen als bisher akkumuliert würde [38]. Ein Maß für die in einem Beschleunigerexperiment beobachtbare Anzahl von Ereignissen ist die instantane Luminosität $\mathcal{L}$. Für eine Streureaktion ist sie der Proportionalitätsfaktor zwischen der Streurate R und dem Wirkungsquerschnitt σ:

$$R = \mathcal{L}\sigma. \tag{2.1}$$

Aus diesem Grund ist die Erhöhung der Luminosität das Hauptziel des umfangreichen Ausbaus des HERA-Speicherrings. Erreicht werden soll eine maximale Luminosität von $7.6 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Verglichen mit dem Wert vor dem Upgrade von $1.4 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ entspricht dies etwa einer Verfünffachung. Im Zeitraum von 2002 bis 2006 soll dadurch eine integrierte Luminosität von $1\,\mathrm{fb}^{-1}$ erzielt werden. Bisher (1993-2000) wurden von den Experimenten ZEUS und H1 etwa $120\,\mathrm{pb}^{-1}$ aufgezeichnet.

Bezeichnen σ_x und σ_y die Standardabweichnungen der (gaußförmigen) transversalen Verteilung der Strahlteilchen um die Strahlmitte, so gilt:

$$\mathcal{L} \propto \frac{1}{\sigma_x\sigma_y}. \tag{2.2}$$

Eine Luminositätssteigerung kann also erzielt werden, indem die Strahlen am Wechselwirkungspunkt stärker fokussiert werden. Dies wird durch die Installation von Quadrupolmagneten nahe den Wechselwirkungspunkten des HERA-Rings erreicht.

Weiterhin stehen nach dem Upgrade longitudinal polarisierte Elektronen zur Verfügung, um Präzisionstests des elektroschwachen Sektors des Standardmodells vornehmen zu können. Zu diesem Zweck wurden vor und hinter dem H1- und ZEUS-Experiment Spinrotatoren installiert, wie sie auch beim HERMES-Spektrometer verwendet werden. Ausgehend von einer transversalen Polarisation drehen diese den Spin der Elektronen in oder gegen ihre Flugrichtung. Die transversale Polarisation der bei der Injektion unpolarisierten Elektronen bildet sich aufgrund einer Asymmetrie in der Wahrscheinlichkeit für die Polarisation von Synchrotronstrahlungsphotonen aus (Sokolov-Ternov-Mechanismus [39]).

Die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse nach dem Upgrade wird Präzisionsmessungen für Prozesse erlauben, deren Untersuchung vorher statistisch limitiert war: Reaktionen bei hohem Q^2 und Transversalimpuls oder die Produktion schwerer Quarks. Ferner kann die Suche nach Prozessen jenseits des Standardmodells ausgedehnt werden. Studien haben gezeigt, daß es bei zusätzlicher Aufzeichnung eines kleinen Datensatzes mit verringerter Schwerpunktsenergie möglich sein wird, die Gluondichte $xg(x)$ mit einer Genauigkeit von etwa 1% und die starke Kopplungskonstante bis auf einen absoluten Fehler von 0.001 zu bestimmen [40]. Neben der Beantwortung der bereits im ersten Kapitel aufgezeigten Fragen kann durch Analyse von Ereignissen mit schweren Quarks im Endzustand der Beitrag der schweren Quarks zur Protonstruktur mit höherer Präzision als bisher bestimmt werden. Da die Elektronen nach dem Upgrade longitudinal polarisiert sind, erhöht sich die Sensitivität auf den Z^0-Austausch in Ereignissen mit neutralen Austauschteilchen. Durch die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes für Ereignisse mit geladenen Austauschteilchen ($W^{\pm}$) als Funktion der Polarisation kann das Standardmodell getestet werden: Für rechtshändige Elektronen bzw. linkshändige Positronen sollte der Wirkungsquerschnitt null sein.

Im Rahmen des Upgrades wurde eine Reihe von neuen Komponenten in den H1-Detektor integriert; andere Komponenten wurden modifiziert. Die Veränderungen sind zum einen durch die neue Magnetstruktur nahe des Wechselwirkungspunktes bedingt, zum anderen dienen sie der Verbesserung der Nachweis- und Selektionseigenschaften des H1-Experimentes. Auf die folgenden, modifizierten bzw. neu installierten Detektorkomponenten, die in Abbildung 2.6 hervorgehoben sind, soll im folgenden näher eingegangen werden:

- die Quadrupolmagneten GO und GG,
- die Siliziumdetektoren FST[2], CST und BST,
- das Flugzeitsystem,
- das vordere Spurkammersystem,
- die neue Proportionalkammer CIP,
- den Jet Trigger und
- den Fast Track Trigger.

Um eine maximale Fokussierung der Teilchenstrahlen zu erreichen, wurden zwei supraleitende Quadrupolmagneten im Vorwärts- (GO) und im Rückwärtsbereich (GG) direkt in das Detektorvolumen integriert. Sie reichen bis etwa 1.7 m an den nominellen Wechselwirkungspunkt heran. Um Platz für die Magneten, die zugehörigen Kryostaten und

[2]Forward Silicon Tracker

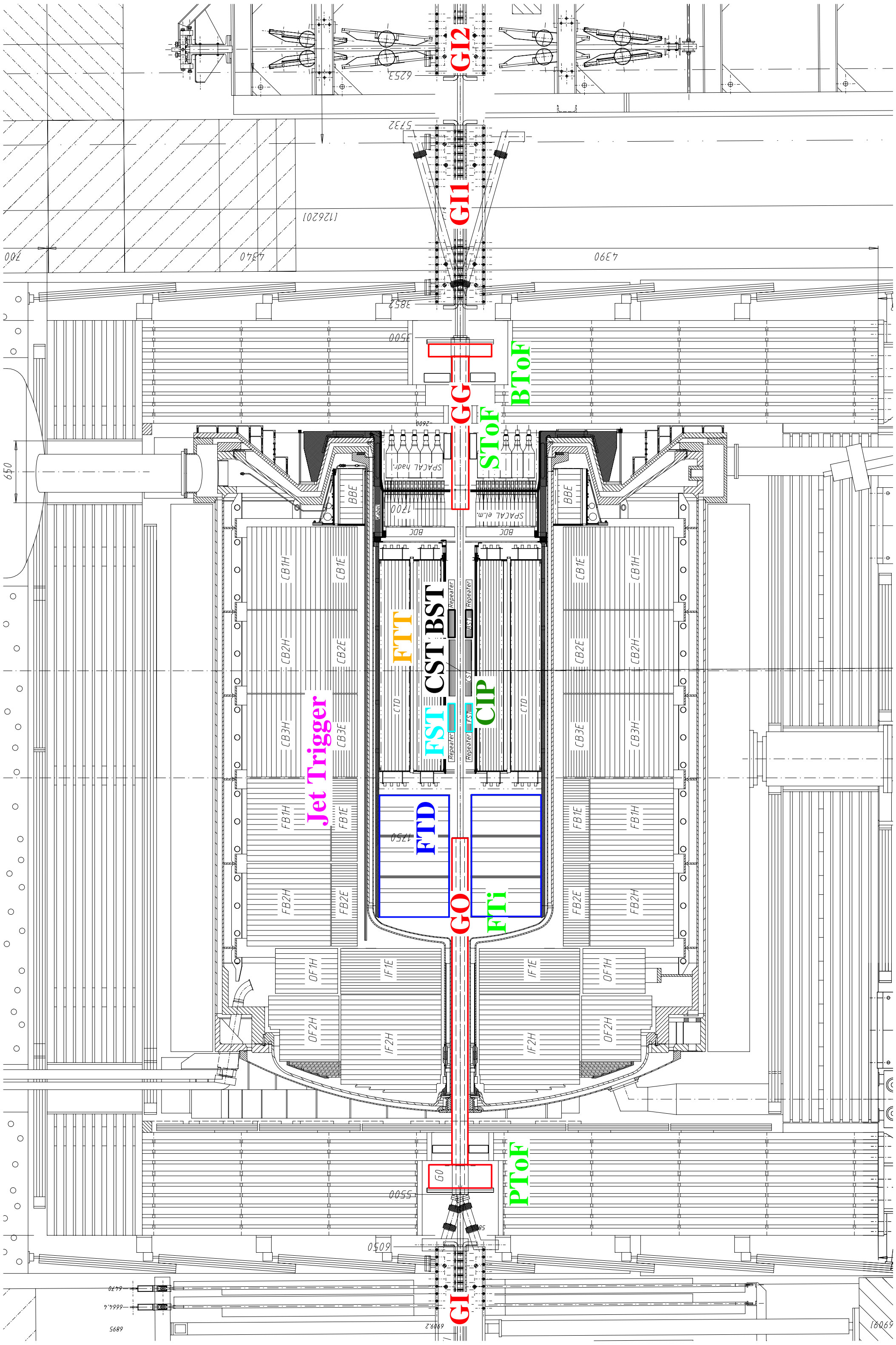


Abbildung 2.6: *Seitenansicht des H1-Detektors. Besonders hervorgehoben sind Komponenten, die im Rahmen des Upgrades modifiziert bzw. neu installiert wurden. Bei den mit GI, GI1 und GI2 gekennzeichneten Komponenten handelt es sich um Quadrupolmagneten, die zur Strahlfokussierung dienen. Alle anderen Abkürzungen werden im Text erläutert.*

Halterungen zu schaffen, wurde das PLUG-Kalorimeter entfernt und durch eine Anordnung von Szintillationszählern ersetzt. Auch der innere Randbereich des SpaCals wurde erneuert. Der Wert der oberen Grenze der Polarwinkelakzeptanz hat sich dadurch von 177.5° auf ca. 175° verringert[3] [41]. Ebenfalls aufgrund des Einbaus der beiden Magneten wurde das Strahlrohr im Bereich des Wechselwirkungspunktes erneuert. Es besitzt nun einen elliptischen Querschnitt. Diesem mußten die Haltestrukturen der beiden Siliziumdetektoren CST und BST angepaßt werden. Ferner waren Veränderungen am Flugzeitsystem in Form der Detektorkomponenten PToF (PLUG ToF), SToF (SpaCal ToF) und BToF (Backward ToF) notwendig.

Seit 1998 ist der BST mit 8 Lagen von Siliziumstreifendetektoren bestückt. Die Streifen sind konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet und erlauben eine Messsung des Radius r. Zur Messung des Azimutwinkels ϕ wurden während des Upgrades weitere Siliziumdetektoren hinzugefügt, deren Streifen in radialer Richtung verlaufen und die zu sogenannten Segmenten in azimutaler Richtung zusammengefaßt sind [42]. Die Modifikation soll Präzisionsmessungen des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung bis zu hohen Werten der Bjorken-Skalenvariablen y ermöglichen. Analysen zur Produktion schwerer Quarks können zu kleinen Werten von x hin erweitert werden.

Durch einen Umbau des vorderen Spurkammersystems FTD (Forward Tracking Device) soll die Präzision und Effizienz für die Untersuchung von Wechselwirkungen in der Region großer Werte für x und Q^2 gesteigert werden [43]. In diesem kinematischen Bereich werden sowohl der hadronische Endzustand als auch das Elektron in den Vorwärtsbereich des H1-Detektors gestreut. Die Nachweiseffizienz für Hadronen in Ereignissen mit hohen Spurmultiplizitäten wird hauptsächlich durch Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion negativ beeinflußt. Deshalb wird das vorwärtige Spurkammersystem mit drei weiteren planaren Driftkammern versehen. Aufgrund der dadurch vorhandenen Redundanz können die Mehrdeutigkeiten besser aufgelöst werden. Im Gegenzug werden die existierenden Vieldrahtproportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren im Vorwärtsbereich entfernt. Die Triggerfunktion der Proportionalkammern soll durch den Neubau der inneren Proportionalkammer CIP und die Installation eines neuen Flugzeitzählers FTi (Forward Timing) ersetzt werden. Zusätzlich zu den genannten Modifikationen wird die Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich durch einen neuen Siliziumdetektor FST (Forward Silicon Tracker) verbessert [44].

Die Spurkammern CIP und CIZ wurden durch die bereits erwähnte neue Proportionalkammer CIP ersetzt [45]. Diese besteht aus fünf Lagen von zylindrischen Proportionalkammern und besitzt eine um den Faktor vier erhöhte z-Granularität im Vergleich zum alten System. Sie trägt der erhöhten Ladungsdeposition und der vergrößerten Spurmultiplizität Rechnung, die aufgrund der Luminositätserhöhung erwartet wird. Die Signale der neuen CIP werden an den existierenden z-Vertex-Trigger gesendet. Die Auflösung der z-Koordinate des Ereignisvertex sollte sich dabei nicht ändern. Darüberhinaus wurde auf der Grundlage der neuen CIP eine weitere Triggerlogik zur Bestimmung des z-Vertex

[3] Bei dem angegebenen Wert von 175° handelt es sich lediglich um eine grobe Abschätzung, da der innere Randbereich des SpaCals nach dem Upgrade einen elliptischen Querschnitt besitzt. Ferner ist die Position der Strahlachse relativ zum SpaCal bei der Beschleunigung von Elektronen und Positronen unterschiedlich.

entwickelt. Ihre Auflösung ist etwa um den Faktor drei schlechter als die des z-Vertex-Triggers, ihre Winkelakzeptanz jedoch weitaus größer. Hierdurch erhält man eine deutlich verbesserte Unterdrückung von protoninduzierten Untergrundereignissen.

Eine weitere Neuerung im Bereich des H1-Triggersystem stellt der Jet Trigger dar [46]. Ziel ist es, mit seiner Hilfe die zur Ereignisselektion verwendeten Schwellen für die im LAr-Kalorimeter deponierte Transversalenergie zu verringern. Dies ist insbesondere für Analysen von Jets und Ereignissen mit geladenen Austauschteilchen von Bedeutung. Bisher war eine Verringerung der Schwellen nicht möglich, da man bei der Suche nach Energiedepositionen auf Triggerniveau durch Summieren über große Bereiche des Kalorimeters zu viele Beiträge durch Rauschen eingeschlossen hat. In einem ersten Schritt wurde daher bereits im Jahr 1998 ein großer Teil der Vorverstärker des LAr-Kalorimeters ersetzt, um das thermische Rauschen zu reduzieren [47]. Eine ebenfalls neu installierte Ausleseelektronik soll es nun in Verbindung mit einem zusätzlichen Triggersubsystem ermöglichen, die Bereiche, über die summiert wird, zu verkleinern, um so schließlich die Energieschwellen herabsetzen zu können.

Kinematischer Bereich	Rate [Hz]
$Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$	1000
$1\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10\,\mathrm{GeV}^2$	40
$Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$	4

Tabelle 2.1: *Erwartete Raten physikalischer Elektron-Proton-Streuereignisse bei maximaler Luminosität des HERA-Rings nach dem Upgrade [27].*

Die Motivation des Upgrades war die Erhöhung der Ereignisrate. Diese hat insbesondere auf die Selektion von Ereignissen mit kleinem Q^2 deutliche Auswirkungen, da der totale Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung proportional zu Q^{-4} ist. Tabelle 2.1 zeigt die bei maximaler Luminosität erwartete Rate physikalischer Ereignisse nach dem Upgrade für verschiedene kinematische Bereiche. In Ereignissen mit großem Q^2 gelangt das gestreute Elektron in den Zentralbereich des H1-Detektors. Es wird erwartet, daß auch nach dem Upgrade solche Ereignisse mit Hilfe des existierenden Triggersystems effizient identifiziert und mit akzeptabler Rate aufgezeichnet werden können. Aufgrund der hohen Rate wird dies für Ereignisse mit kleinem Q^2 nicht ohne weiteres möglich sein. Hinzu kommt, daß sich nach dem Upgrade neben der Rate der physikalisch interessanten Ereignisse auch die der Untergrundereignisse deutlich erhöhen wird. Für Reaktionen bei kleinen Q^2 wäre es daher mit dem bereits bestehenden System nicht möglich, Gewinn aus der Luminositätserhöhung zu ziehen. Zu diesen zählt insbesondere auch die Produktion von Vektormesonen, die bisher nur durch inklusive Bedingungen getriggert wurden. Um für solche Prozesse eine hohe Selektionseffizienz bei einer gleichzeitig geringen Rate von akzeptierten Ereignissen zu erreichen, muß daher der hadronische Endzustand, z.B. durch Berechnung der invarianten Masse, frühzeitig identifiziert werden. Aus diesem Grund wird das H1-Triggersystem um den mehrstufigen Fast Track Trigger (FTT) erweitert, der Spuren auf der Grundlage von Informationen der zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 rekonstruiert [27, 28]. Auf dessen dritter Triggerstufe können neben der invarianten Masse kinematische Variablen berechnet werden und als Kriterium zur Ereignisselektion dienen. Zusätzlich zu den vom FTT rekonstruierten Spuren stehen dazu ebenfalls die Informationen anderer Triggersubsysteme zur Verfügung.

Kapitel 3

Triggerkonzept

Die Aufgabe eines Triggersystems ist die Trennung physikalisch interessanter Ereignisse von Untergrundereignissen, die bei Elektron-Proton-Wechselwirkungen den Großteil der Rate bedingen. Hauptuntergrundquellen am HERA-Ring sind neben der Synchrotronstrahlung der Elektronen Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr oder Atomen der Strahlrohrwand. Myonen der kosmischen Höhenstrahlung sind die Ursache für das Auftreten weiterer Untergrundereignisse.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels soll das Triggersystem des H1-Experimentes erläutert werden. Dabei werden insbesondere die für die weiteren Untersuchungen wichtigen existierenden Triggersubsysteme berücksichtigt. Der Fast Track Trigger (FTT), der bereits im Rahmen der Beschreibung des Upgrades erwähnt wurde, und seine Integration in das bestehende System werden im folgenden beschrieben. Schließlich wird das Konzept eines Triggers für J/Ψ-Vektormesonen auf der Grundlage des FTTs vorgestellt.

3.1 Das H1-Triggersystem

Um eine Ratenreduktion ausgehend von der Kollisionsrate, die 10.4 MHz beträgt, auf eine Rate von etwa 10 Hz, mit der die Detektorinformationen auf Rohdatenbändern gespeichert werden, zu erreichen, ist das H1-Triggersystem aus mehreren Stufen aufgebaut [29, 48]. Die zur Entscheidungsfindung zur Verfügung stehende Zeit erhöht sich von Stufe zu Stufe, wobei die Rate sukzessive reduziert wird. Einen Überblick gibt Abbildung 3.1.

Grundsätzlich ist zwischen den Informationen, die die meisten Subdetektoren an das Triggersystem senden, und den Daten zu unterscheiden, die schließlich zur Ereignisrekonstruktion verwendet werden. Während die ersteren möglichst schnell bestimmt und übertragen werden müssen, wird bei letzteren besonders auf eine hohe Präzision Wert gelegt.
Aufgrund langer Kabelwege und der benötigten Rechenzeit ist die Zeit, die bis zu einer Entscheidungsfindung auf der ersten Triggerstufe vergeht, wesentlich größer als das Zeitintervall von 96 ns zwischen zwei Strahlkreuzungen. Um nicht bereits auf dieser Triggerstufe eine Totzeit zu erzeugen, werden die Daten der Subdetektoren daher zunächst in einem Ringspeichersystem gehalten.

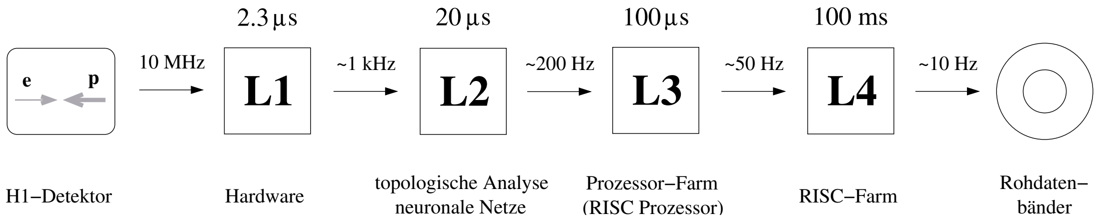


Abbildung 3.1: *Die Stufen des H1-Triggersystems. Gezeigt sind typische Latenzzeiten und maximale Eingangsraten.*

Auch die in einigen Subdetektoren durch die Wechselwirkung hervorgerufenen elektrischen Signale erstrecken sich über mehrere Strahlkreuzungen. So beträgt die längste Driftzeit in der zentralen Spurkammer etwa $1\,\mu$s. Bewirkt ein Ereignis eine positive Triggerentscheidung, so muß gewährleistet sein, daß das richtige Intervall des Ringspeichers für jeden Subdetektor ausgelesen wird. Aus diesem Grund muß der Zeitpunkt t_0 bekannt sein, an dem das betreffende Ereignis stattgefunden hat. Die Bestimmung von t_0 erlauben Detektoren mit einer hohen Zeitauflösung, wie Proportionalkammern oder Szintillationszähler.

Aufgrund der Dominanz der Untergrundereignisse müssen bereits auf der ersten Triggerstufe effiziente Strategien zu deren Unterdrückung zum Einsatz kommen. Die wirksamsten Kriterien zur Untergrundunterdrückung basieren auf den Informationen des Flugzeitsystems. Weiterhin werden Informationen über den Ursprung von Spuren, das gestreute Elektron, die Topologie des hadronischen Endzustands oder Myonsignale ausgenutzt. Auf der ersten Stufe wird eine Triggerentscheidung innerhalb von $2.3\,\mu$s totzeitfrei herbeigeführt und die Rate von 10.4 MHz auf 1 kHz reduziert. Basierend auf den Triggersignalen der Subdetektoren werden sogenannte *Triggerelemente* gebildet. Diese werden an die zentrale Triggerlogik gesendet. Hier werden sie durch logische Operationen zu *Subtriggern* kombiniert, von denen es 128 gibt. Ist die Bedingung eines Subtriggers erfüllt, wird das Signal L1Keep von der zentralen Triggerlogik gesendet. Dieses bewirkt, daß die Ringspeicher angehalten werden, wodurch die primäre Totzeit beginnt. Die zweite Triggerstufe beginnt zu diesem Zeitpunkt mit der Auswertung der Ereignisse.

Auf der zweiten Triggerstufe werden die Signale der verschiedenen Triggersubsysteme kombiniert, um einer topologischen Analyse mit verfeinerter Granularität unterzogen zu werden. Dazu dienen zwei unabhängige Systeme, denen eine Latenzzeit von $20\,\mu$s zur Verfügung steht [49]: Im topologischen Trigger (L2TT) ist die Detektorgeometrie durch eine 16×16-Matrix im $\theta\phi$-Raum repräsentiert [50, 51]. Entscheidungsgrundlage ist die Ereignistopologie. Das zweite System (L2NN) basiert auf neuronalen Netzwerken [52, 53]. Diese werden mit Hilfe von zuvor aufgezeichneten Datensätzen von Signal- und Untergrundereignissen trainiert. Jedes der beiden Systeme liefert bis zu 16 Triggerelemente an die zentrale Triggerlogik. Im Falle einer positiven Triggerentscheidung wird durch Senden eines L2Keep-Signal das Auslesen der Ringspeicher initiiert. Wird ein Ereignis verworfen, so startet ein L2Reject-Signal die auf der ersten Stufe angehaltenen Ringspeicher erneut, und die Totzeit ist beendet.

Auf der dritten Triggerstufe sollte die Entscheidung der zweiten Stufe durch auf einem

RISC[1]-Prozessor implementierte Softwarealgorithmen validiert werden. Im Falle einer negativen Triggerentscheidung sollte das Auslesen unterbrochen werden, um so die Totzeit zu verringern. Aufgrund langer Rechenzeiten und einer daraus resultierenden limitierten Eingangsrate war diese Triggerstufe allerdings nur versuchsweise in Betrieb. Im Rahmen des Fast Track Trigger Projektes steht nun eine Farm von modernen RISC-Prozessoren zur Verfügung, die eine Entscheidung nach spätestens $100\,\mu$s herbeiführen soll. Auf diese Weise kann die erlaubte L2-Ausgangsrate erhöht werden. Wird auf der dritten Triggerstufe keine negative Entscheidung getroffen, werden die Ringspeicher nach beendeter Auslese wieder gestartet. Alle weiteren Schritte der Datenverarbeitung finden asynchron zur Datennahme statt und tragen daher nicht zur Totzeit bei.

Die vierte Triggerstufe besteht aus einer Prozessorfarm, der mit den Informationen der Ringspeicher die Rohdaten sämtlicher Subdetektoren zur Verfügung stehen. Auf der Prozessorfarm werden die Ereignisse vollständig rekonstruiert. Auf dieser Grundlage wird eine Triggerentscheidung getroffen. Die Rohdaten nicht verworfener Ereignisse werden mit einer Rate von etwa 10 Hz auf Band gespeichert. Ein wichtiger limitierender Faktor ist die Eingangsrate der vierten Triggerstufe, die 50 Hz nicht überschreiten darf. Daher kommt nach dem Upgrade der zweiten und der dritten Triggerstufe eine größere Bedeutung als bisher zu.

Verwendete Triggersubsysteme

In diesem Abschnitt werden die für die vorliegende Analyse relevanten Triggersubsysteme näher beschrieben. Die zugehörigen Triggerelemente werden im Anhang erläutert.

z-Vertex-Trigger Der z-Vertex-Trigger rekonstruiert die z-Position des primären Wechselwirkungspunktes eines Ereignisses [54]. Vor dem Upgrade wurden dazu Signale von alter CIP und COP und der ersten Proportionalkammer FPC (Forward Proportional Chamber) des vorderen Spurkammersystems verwendet. Ein Teilchen, das von einer Elektron-Proton-Wechselwirkung stammt und in den Akzeptanzbereich der Proportionalkammern gelangt, passiert auf jeden Fall vier Kammerlagen (s. Abbildung 3.2). Daher werden in einem ersten Schritt die Signale von je vier Auslesezellen, die auf einer Geraden liegen, zu sogenannten *Strahlen* kombiniert. Diese werden anschließend auf die Strahlachse projiziert. Liegt der Schnittpunkt mit selbiger in einem Bereich vom ± 44 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt, so erfolgt ein Eintrag in das 16 Intervalle umfassende z-Vertex-Histogramm. Man erwartet, daß das Intervall mit den meisten Einträgen den Ereignisvertex enthält. In Ereignissen, deren Vertex weit außerhalb des nominellen Wechselwirkungspunktes liegt, gibt es kein ausgeprägtes Maximum. Nach dem Upgrade sendet die neue statt der alten CIP Daten an den z-Vertex-Trigger, die FPC existiert nicht mehr. Es wird erwartet, daß sich die Auflösung für die z-Koordinate des Vertex nicht ändert.

[1]Reduced Instruction Set Computing

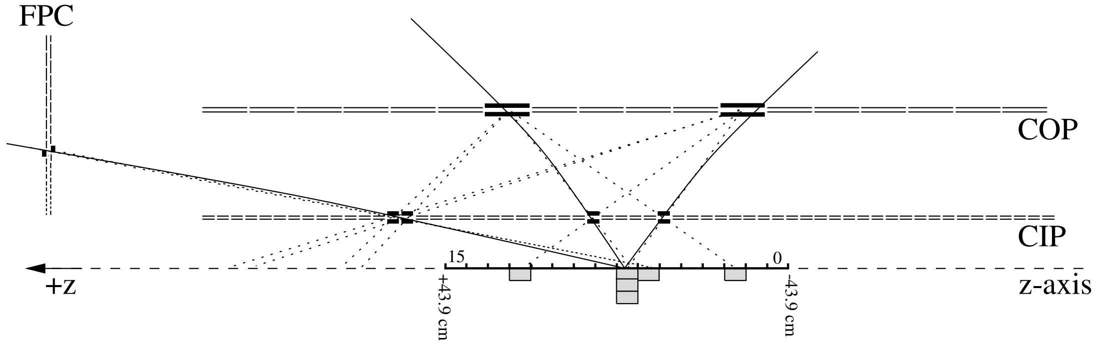


Abbildung 3.2: *Prinzip der Vertexrekonstruktion durch den z-Vertex-Trigger. Spuren realer Teilchen sind mit Hilfe von durchgezogenen Linien, Strahlen, die keiner echten Spur entsprechen, mit Hilfe von gestrichelten Linien dargestellt.*

DCRϕ-Trigger Mit Hilfe des DCRϕ-Triggers werden Spurkandidaten in den zentralen Jetkammern gesucht, deren minimaler Abstand von der nominellen Strahlachse weniger als 2 cm beträgt [55]. Auf diese Weise werden Untergrundereignisse verworfen, die sich durch große Abstände von der Strahlachse auszeichnen, wie z.B. kosmische Myonen oder Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen. Um die Menge der zu verarbeitenden Daten möglichst gering zu halten, werden nur zehn der insgesamt 56 radialen Drahtlagen von CJC1 und CJC2 für den Trigger genutzt, 7 in der CJC1 und 3 in der CJC2. Zur Spurrekonstruktion werden die Signalmuster mit etwa 10000 vordefinierten Masken verglichen. Diese erlauben eine grobe Einteilung in Azimutwinkel- und Impulsbereiche sowie die Bestimmung der Ladung für Spuren mit einem Impuls, der kleiner als 1 GeV ist. Es können Spuren bis zu einem minimalen Transversalimpuls von 400 MeV nachgewiesen werden.

LAr-Kalorimeter Trigger Aufgabe des LAr-Kalorimeter Triggers ist es auszulösen, falls eine lokale Energiedeposition im LAr-Kalorimeter eine bestimmte Schwelle überschritten hat. Dazu ist das LAr-Kalorimeter in 23 Bereiche in θ und in bis zu 32 Bereiche in ϕ segmentiert, sogenannte *Trigger Tower*. Bis zu vier solcher Bereiche werden zu 240 großen Triggertürmen (*Big Tower*) zusammengefaßt, deren Granularität in Vorwärtsrichtung feiner wird. Die in diesen nachgewiesenen Energiedepositionen bilden die Basis der Triggerentscheidung und werden mit Hilfe von Spuren in den Proportionalkammern validiert. Dazu werden neben denen des z-Vertex-Triggers Strahlen in den 3 Proportionalkammern des vorderen Spurkammersystems gesucht. Alle Strahlen werden anschließend zu sogenannten *Big Rays* kombiniert, die die gleiche räumliche Segmentierung wie die Big Tower haben. Nach dem Upgrade werden die Strahlen in Vorwärtsrichtung allerdings nicht mehr in der genannten Form existieren, da die Proportionalkammern in Vorwärtsrichtung entfernt wurden. Um die durch Rauschen im Kalorimeter bedingten Energieschwellen zu verringern, verwendet der neue Jet Trigger die Trigger Tower Energien statt der Big Tower Energien als Ausgangspunkt für die Untersuchungen.

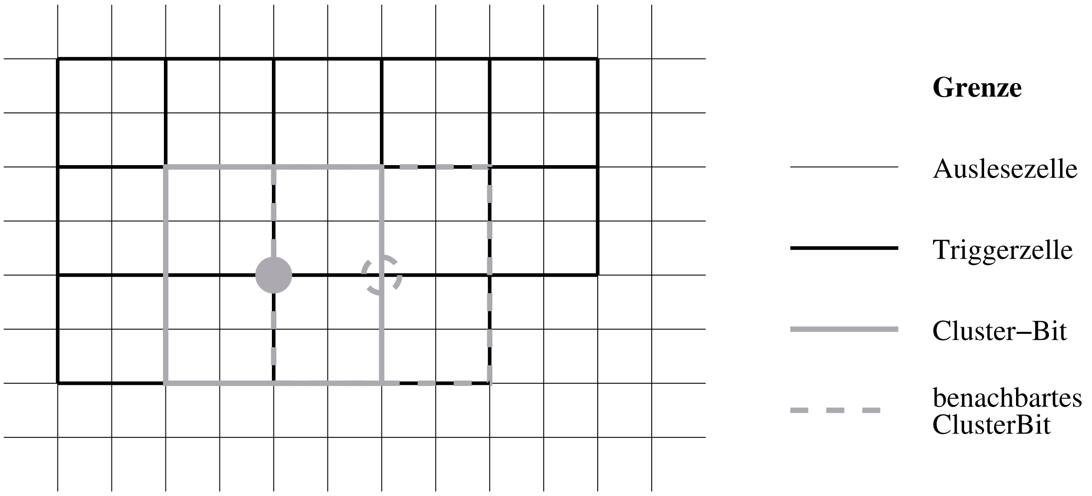


Abbildung 3.3: *Veranschaulichung der Sliding Window Technik. Durch die Kombination von je vier Auslesezellen werden Triggerzellen gebildet. Vier dieser Triggerzellen werden jeweils so zu einem Cluster-Bit zusammengefaßt, daß sich die Hälfte seiner Fläche mit dem benachbarten Cluster-Bit überschneidet. Die in der Abbildung durch Kreise gekennzeichneten Schwerpunkte zweier benachbarter Cluster-Bits besitzen einen Abstand, der gleich der Kantenlänge zweier Auslesezellen ist.*

SpaCal Trigger Der inklusive Elektrontrigger (IET) vergleicht die Energiedeposition in Gruppen von je 16 Auslesezellen des SpaCals mit vordefinierten Energieschwellen [56, 57]. Dazu werden zunächst 2×2 Auslesezellen ($4.05 \times 4.05\,\mathrm{cm}^2$) zu einer *Triggerzelle* zusammengefaßt und die Energiesumme dieser vier Zellen gebildet. Aus 2×2 Triggerzellen wird erneut die Energiesumme gebildet. Dieser Kombination von Triggerzellen wird ein sogenanntes *Cluster-Bit* zugeordnet. Die mit einem Cluster-Bit verknüpfte Energiedeposition wird mit drei frei wählbaren Energieschwellen verglichen. Um keine Verluste an den Rändern der Cluster-Bits und damit ortsabhängige Ineffizienzen hervorzurufen, wird beim Bilden der Cluster-Bits eine *Sliding Window* Technik angewendet: Benachbarte Cluster-Bits überschneiden sich wie in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Energiedeposition in einer Triggerzelle trägt damit zu vier Cluster-Bits bei. Ist also die Energiesumme in einer Triggerzelle größer als eine der gewählten Energieschwellen, so wird diese in vier benachbarten Cluster-Bits überschritten. Der Abstand der Schwerpunkte zweier Cluster-Bits entspricht der Kantenlänge zweier Auslesezellen und damit 8.1 cm. Die Fläche eines Cluster-Bits beträgt $16.2 \times 16.2\,\mathrm{cm}^2$. Da das SpaCal einen Molière-Radius[2] von nur 2.55 cm besitzt [33], ist daher gewährleistet, daß die Energieschwelle mindestens eines Cluster-Bits überschritten wird, falls die gesamte von einem Elektron im SpaCal deponierte Energie diese ebenfalls überschreitet. Insgesamt stellt sich das SpaCal auf Triggerniveau wie in Abbildung 3.4 gezeigt dar. Die Information,

[2]Der Molière-Radius R_M dient der Charakterisierung des transversalen Profils elektromagnetischer Schauer. Unabhängig von der Primärenergie des Elektrons werden 90% seiner Energie in einem Radius R_M um die Schauerachse im Kalorimeter deponiert [58].

ob in den Cluster-Bits eine bestimmte Energieschwelle überschritten wurde, wird in Bitmustern kodiert. Die Bits von je 4×4 Cluster-Bits werden mit der logischen Operation OR verknüpft. Eine solche Gruppe von Cluster-Bits wird *LIET*[3]*-Bereich* genannt. Wird eine Energieschwelle für ein Cluster-Bit überschritten, so ist auch das entsprechende Bit des zugehörigen LIET-Bereiches gesetzt. Die SpaCal-Fläche wird von insgesamt 25 LIET-Bereichen überdeckt Der LIET-Bereich, in dem sich der Schnittpunkt des SpaCals mit der nominellen Strahlachse befindet (s. Abbildung 3.4), wird als *zentraler LIET-Bereich* bezeichnet.

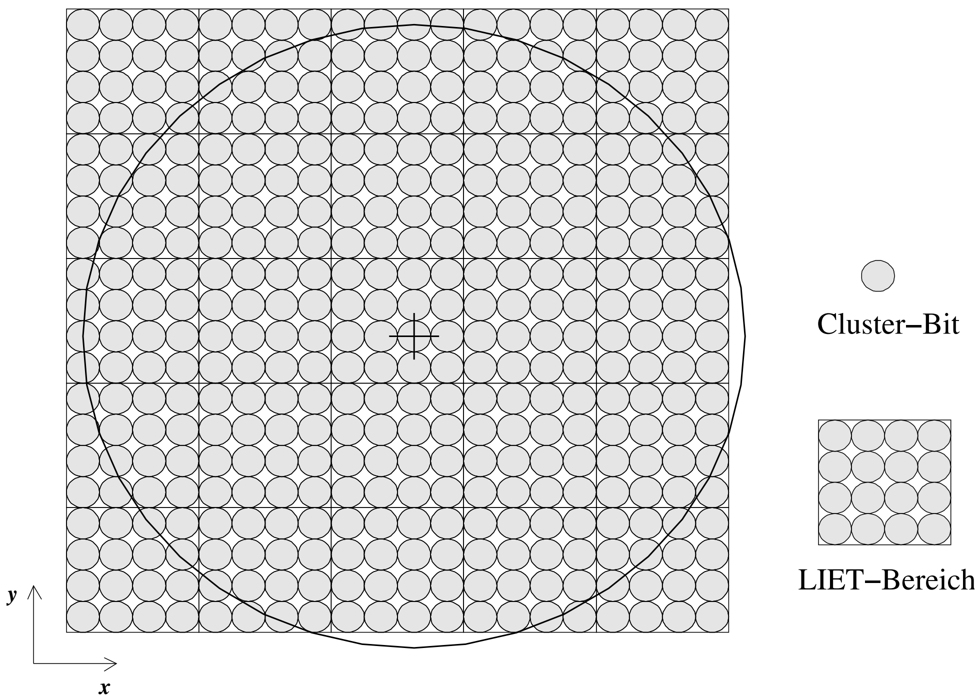


Abbildung 3.4: *Das SpaCal auf Triggerniveau. Das Kreuz kennzeichnet die Position der nominellen Strahlachse.*

Myontrigger Für den Myontrigger werden fünf der insgesamt 16 Lagen von Streamerrohrkammern des zentralen Myonsystems genutzt. Dieses ist in vier Subdetektoren unterteilt: den vorderen und hinteren Zentralbereich (*forward and backward barrel*), den Vorwärts- und den Rückwärtsbereich (*forward and backward endcap*). Jeder Subdetektor besteht wiederum aus 16 Modulen. In jedem Modul wird nach Koinzidenzen von n der fünf Triggerlagen gesucht ($n \leq 5$) und die Multiplizität der auf diese Weise rekonstruierten Spuren bestimmt. In Verbindung mit anderen Triggersubsystemen wird der Myontrigger u.a. verwendet, um auf Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks zu triggern.

[3]Local Inclusive Electron Trigger

3.2 Der Fast Track Trigger

Der Fast Track Trigger (FTT) verwendet die Informationen der zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 [27, 28, 59]. Es werden die Signale von insgesamt vier *Triggergruppen*, bestehend aus je drei radialen Drahtlagen, ausgewertet. Drei der Triggergruppen befinden sich in der CJC1, eine in der CJC2 (s. Abbildung 3.5). Der Fast Track Trigger wird in die ersten drei Stufen des H1-Triggersystems integriert. Er erlaubt die Rekonstruktion von bis zu 48 Spuren. Damit werden etwa 98% der physikalisch interessanten Ereignisse erfaßt. Der minimale Transversalimpuls, den die Spuren besitzen müssen, um vom Fast Track Trigger nachgewiesen zu werden, beträgt 100 MeV. Dies entspricht einer deutlichen Reduktion der Transversalimpulsschwelle im Vergleich zum existierenden DCRϕ-Trigger um den Faktor vier. Daher wird es mit Hilfe des FTTs unter anderem möglich sein, das langsame Pion π_s^+ des Zerfallskanals $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ von D^*-Mesonen nachzuweisen, dessen Transversalimpuls gering ist.

Auf der ersten Triggerstufe werden die analogen Signale der zentralen Jetkammern digitalisiert. Dann wird getrennt in jeder der vier Triggerlagen mit grober Granularität nach sogenannten *Spursegmenten* gesucht. Dabei handelt es sich um 3-Hit-Kombinationen innerhalb einer Triggergruppe. Schließlich werden die Spursegmente zu Spurkandidaten verknüpft. Dieser Schritt wird als *Linking* bezeichnet. Innerhalb einer Latenzzeit von 2.1 μs kann auf diese Weise eine Triggerentscheidung auf der ersten Stufe getroffen werden, die auf Spurmultiplizitäten und Transversalimpulsen basiert. Im Falle einer positiven Entscheidung stehen auf der zweiten Triggerstufe 20 μs zur Verfügung, um erneut nach Spursegmenten mit verfeinerter Granularität zu suchen und diese einem Linking und einem Fit zu unterziehen. Auf der Grundlage von präziseren Informationen bezüglich der

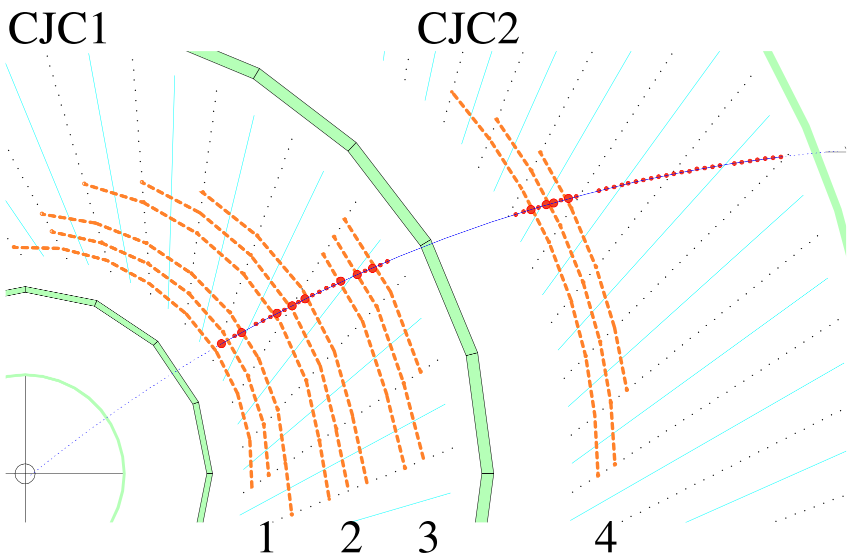


Abbildung 3.5: *Spur eines geladenen Teilchens in den zentralen Jetkammern. Die starken gestrichelten Linien deuten die radialen Drahtlagen der vom Fast Track Trigger verwendeten vier Triggergruppen an.*

Spurmultiplizität und Impulssummen kann nachfolgend eine Triggerentscheidung getroffen werden. Die Spurparameter werden an die dritte Triggerstufe übertragen. Dort können sie zur Teilchenidentifikation innerhalb von $100\,\mu$s verwendet werden. Informationen anderer Triggersubsysteme können bei Bedarf hinzugezogen werden.

Eine schematische Übersicht über die Hardwarerealisierung des FTT zeigt Abbildung 3.6. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten näher erläutert.

Die Digitalisierung der Driftkammersignale und die Rekonstruktion der Hits finden auf insgesamt 30 Front-End Modulen (FEM) statt. An deren Eingangsseite befinden sich 15 FADCs[4], um die analogen Signale der Drähte von fünf benachbarten Zellen einer Triggergruppe zu digitalisieren. Dies geschieht mit einer Frequenz von 80 MHz.

Für die digitale Signalverarbeitung in den anschließend auszuführenden Schritten sind die FEMs mit fünf FPGAs[5] ausgestattet (ein FPGA pro Zelle). Zur Rekonstruktion der Hits wird ein sogenannter *Qt*-Algorithmus angewendet, der den Zeitpunkt des Auftretens von Pulsen oberhalb einer Rauschschwelle mit einer Präzision von $2-3\,$ns mißt. Zusätzlich zu dieser Zeitinformation kann auch die z-Koordinate der Hits mit einer Auflösung von $\sigma_z = 6\,$cm bestimmt werden. Diese ist mit der z-Auflösung der Jetkammern von etwa 4 cm vergleichbar, die von der vollständigen Rekonstruktion erreicht wird [32]. Dazu wird eine Methode angewendet, die auf der Division der Ladung an beiden Drahtenden basiert.

Auf die Hit-Rekonstruktion folgt die Suche nach Spursegmenten. Deshalb sind Schieberegister in den FPGAs implementiert. In diese werden die Hits unter Verwendung der Zeitinformation des *Qt*-Algorithmus ebenfalls mit einer Frequenz von 80 MHz geschrieben. Da die Latenzzeit der ersten Triggerstufe sehr gering ist, werden je vier benachbarte Einträge der Register mit der logischen Operation OR verknüpft. Damit wird eine effektive Frequenz von 20 MHz erreicht und die Anzahl der zu betrachtenden Hit-Kombinationen sinkt. Stellt man die Schieberegister wie in Abbildung 3.7 geschehen dar, so sieht man, daß sie die räumliche Struktur der Hits abbilden. In diesem Bild werden Spursegmente im wesentlichen durch gerade Linien repräsentiert. Man weiß allerdings nicht, zu welchem Zeitpunkt die Information der Schieberegister auszuwerten sind, um ein Spursegment zu bilden. Grund dafür ist die Tatsache, daß ein zu einer Zeit t detektierter Hit sowohl zu einer Spur gehören kann, die den zugehörigen Draht kurz zuvor in unmittelbarer Nähe passiert hat, als auch zu einer Spur, die den Draht in weitem Abstand bei einer länger zurückliegenden Strahlkreuzung passiert hat. Aus diesem Grund werden die Einträge in den Schieberegistern mit vordefinierten Mustern verglichen, sogenannten *Masken*. Diese korrespondieren zu gültigen Spuren, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt stammen. Mit ihnen sind Werte für die Spurkrümmung κ und den Azimutwinkel ϕ verknüpft. Da die Suche nach Spursegmenten für jede Strahlkreuzung erfolgen muß, ist ein sequentieller Vergleich von Schieberegistereinträgen und Masken zu langsam.

Einen parallelen Vergleich ermöglichen sogenannte CAMs[6], die ebenfalls in den FPGAs implementiert sind. Deren Funktionalität ist invers zu der eines RAMs[7]: Während man im

[4]Flash Analog to Digital Converters
[5]Field Programmable Gate Arrays
[6]Content Adressable Memories
[7]Random Adressable Memory

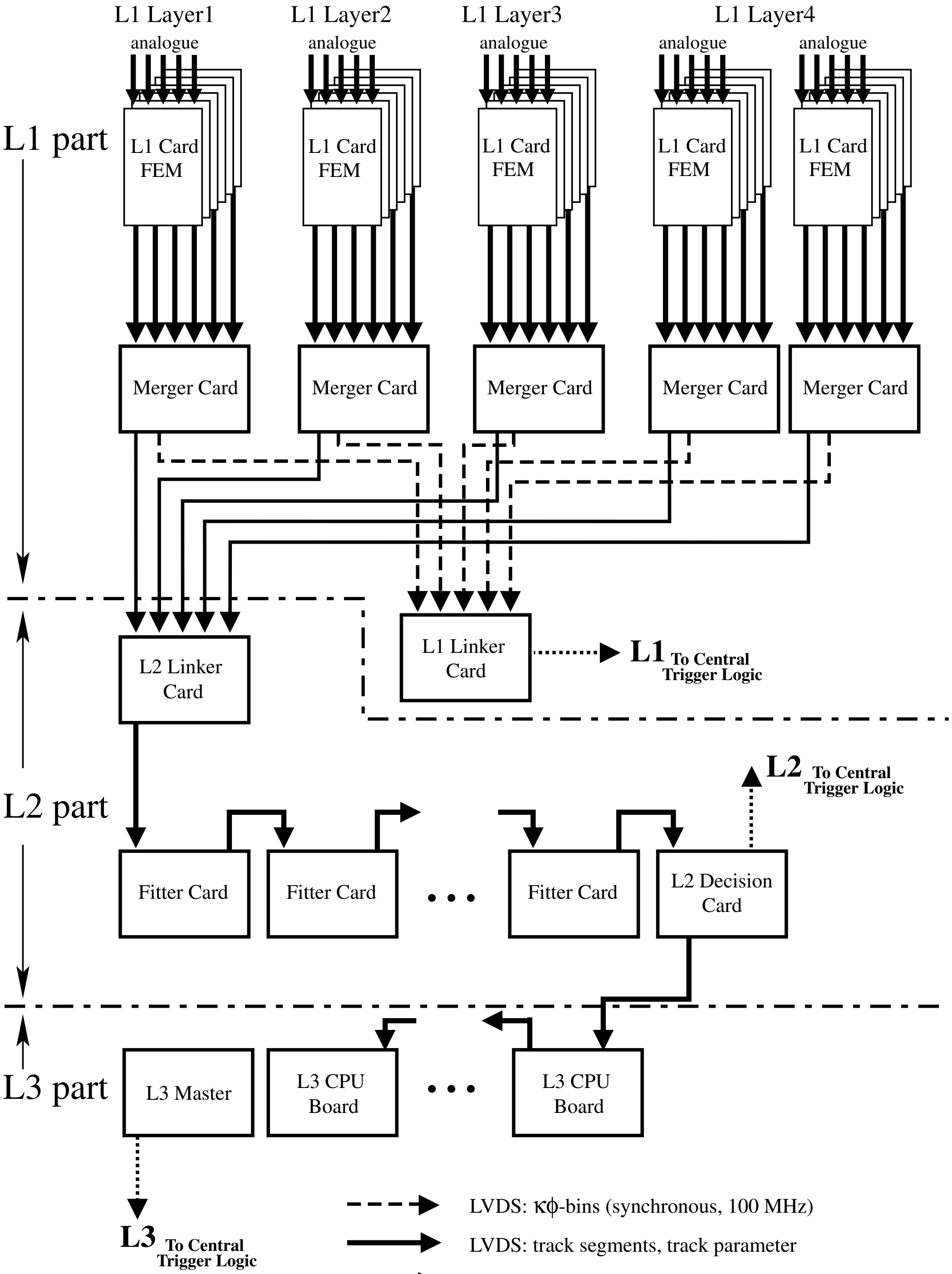


Abbildung 3.6: *Die Hardwarerealisierung des FTTs.*

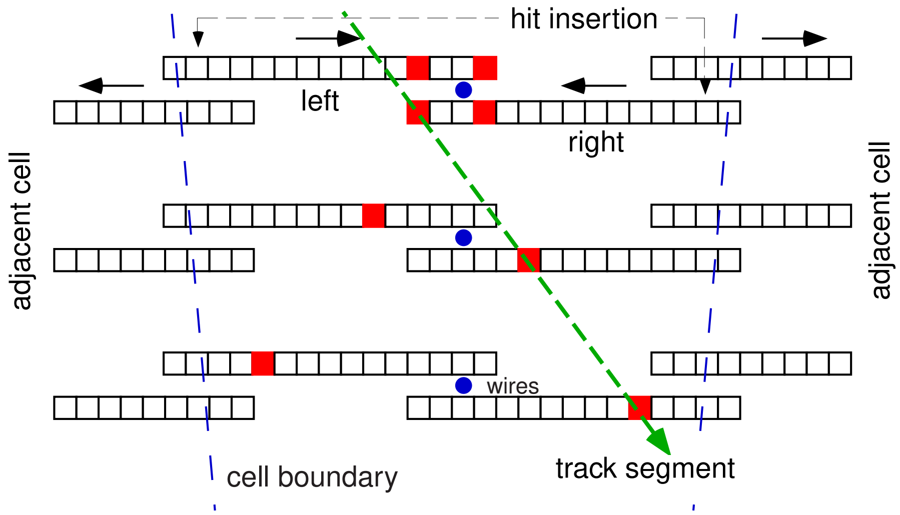


Abbildung 3.7: *Schieberegister, die für eine Zelle innerhalb einer Triggergruppe betrachtet werden. Die beiden gestrichelten Linien kennzeichnen die Zellgrenzen, die Punkte markieren die Position der Drähte. Jeder Hit wird in zwei Schieberegister gefüllt, da nicht bekannt ist, auf welcher Seite die Spur die Signaldrähte passiert hat. Die dadurch entstehenden Mehrdeutigkeiten werden beim Linking aufgelöst. Um auch Spuren rekonstruieren zu können, die die Zellgrenze überqueren, wird die Suche nach Spursegmenten auf die Schieberegister ausgewählter Drähte benachbarter Zellen ausgedehnt. Die Hits werden an den äußeren Rändern der Zelle in die Register eingefüllt und bewegen sich in Driftrichtung (durch Pfeile angedeutet). Der gestrichelte Pfeil zeigt ein mögliches Spursegment.*

Falle eines RAMs eine Adresse vorgibt und den an der zugehörigen Stelle gespeicherten Wert als Rückgabewert erhält, legt man an einen CAM einen Wert an und erhält als Rückgabewert diejenige Adresse, an der der gleiche Wert, sofern vorhanden, im CAM gespeichert ist. Im Falle des FTT kann auf diese Weise das Bitmuster der Schieberegister parallel mit einer ganzen Reihe von Masken verglichen werden. Die zurückgegebene Adresse korrespondiert direkt zu einem (κ, ϕ)-Wertepaar.

Über sogenannte Merger Cards werden die in den FPGAs aller FEMs gefundenen Spursegmente schließlich an die Karte der ersten Stufe des FTTs gesendet, auf der das Linking der Segmente stattfindet (L1 Linker Card). Zur Übertragung benutzt man eine sogenannte LVDS-Verbindung[8], mit deren Hilfe sehr hohe Datentransferraten von bis zu 600 MByte/s erzielt werden.

Auf der L1 Linker Card findet schließlich der letzte Datenverarbeitungsschritt der ersten FTT-Triggerstufe statt: Die Spursegmente werden mit grober Granularität zu Spuren verknüpft. Da die meisten Spursegmente nur für eine einzige Strahlkreuzung sinnvoll zu Spuren kombiniert werden können, kann auch der Fast Track Trigger t_0-Informationen an das zentrale Triggersystem liefern. Dem Linking liegen im wesentlichen das gleiche

[8]Low Voltage Differential Signaling

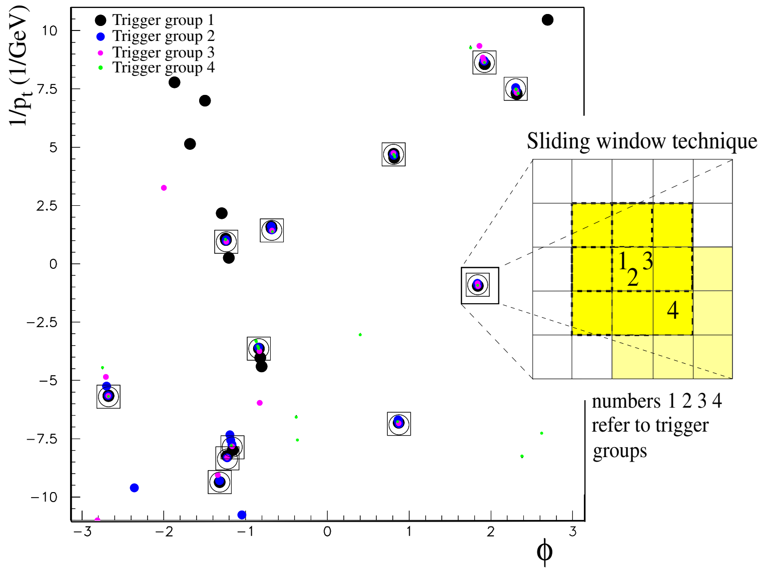


Abbildung 3.8: *Prinzip des Spurlinkings. Die in das Histogramm gefüllten Spursegmente der verschiedenen Triggerlagen sind durch Punkte verschiedener Größe repräsentiert. Die offenen Kreise kennzeichnen vom FTT während des Linkings gefundene Spuren, die Quadrate Spuren, die von der vollständigen Rekonstruktion der zentralen Spurkammer nachgewiesen wurden. Der vergrößert dargestellte Bereich veranschaulicht die Sliding Window Technik.*

Prinzip und die gleiche Hardware wie dem Linking auf der zweiten Triggerstufe zugrunde. Letzteres wird weiter unten erläutert.

Wird ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert, werden die Schieberegister angehalten. Unter erneuter Verwendung der Hardware der ersten Triggerstufe wird nochmals mit verfeinerter Granularität nach Spursegmenten gesucht. Dazu wird die ursprüngliche 80 MHz-Information der Schieberegister verwendet. Es findet wiederum ein Vergleich mit vordefinierten Masken statt, deren Anzahl jedoch deutlich größer als auf der ersten Triggerstufe ist. Die Auflösung in κ und ϕ wird durch die erneute Spursegmentsuche etwa um einen Faktor 10 verbessert. Über die Merger Cards werden die (κ, ϕ)-Wertepaare der Spursegmente zusammen mit den z-Koordinaten der zugehörigen Hits an die zweite Triggerstufe übertragen. Letztere sind aus der Hit-Rekonstruktion auf Grundlage des Qt-Algorithmus bekannt.

Der zweiten Stufe des Fast Track Triggers stehen damit alle Informationen zur Verfügung, um die dreidimensionalen Spurparameter zu bestimmen. Dies geschieht in zwei Schritten: Zunächst werden die Spursegmente in der $\kappa\phi$-Ebene zu Spuren verknüpft und anschließend einem Fit unter Einbeziehung der z-Information unterzogen. Für beide Aufgaben wird eine multifunktionale Prozessorkarte verwendet [60]. Diese ist mit 4 FPGAs und bis zu 4 DSPs[9] bestückt. Auch die Merger Cards und die L1 Linker Card sind Karten dieses Typs. Auf die Prozessorkarten werden sogenannte Piggy Back Karten gesteckt, um die jeweils benötigten Schnittstellen zu anderen Karten zur Verfügung zu stellen.

Für das Linking werden die Spursegmente auf der L2 Linker Card nach Triggergruppen geordnet in vier zweidimensionale $\kappa\phi$-Histogramme gefüllt. Jedes Histogramm wird durch 25 CAMs realisiert, die in den FPGAs der Prozessorkarte implementiert sind, und besitzt

[9]Digital Signal Processors

40 Bins in κ und 640 Bins in ϕ. Die Realisierung durch CAMs ermöglicht es, in einem Bearbeitungsschritt nach Koinzidenzen von Spursegmenten in den vier Triggerlagen zu suchen. Dabei werden 5×5 Bins große Bereiche betrachtet. Im Falle einer Koinzidenz wird die Position maximaler Überlagerung von Spursegmenten in den vier Triggerlagen mit Hilfe einer Sliding Window Technik genauer bestimmt. Das zugrundeliegende Suchfenster hat eine Größe von 3×3 Bins, deren Gewicht zum Zentrum hin zunimmt. Beinhaltet das gefundene Maximum eine Koinzidenz von mindestens zwei Triggerlagen, geht man davon aus, daß man eine gültige Spur gefunden hat. Das Prinzip des Linkings ist in Abbildung 3.8 für ein Beispielereignis dargestellt.

Die κ-, ϕ- und z-Informationen der Segmente der beim Linking bestimmten Spuren werden an die Fitter Boards gesendet. Diese verfügen über 4 DSPs, in denen die Algorithmen für den dreidimensionalen Spurfit implementiert sind. Im ersten Schritt werden κ und ϕ mit Hilfe eines nicht-iterativen Fits in der $r\phi$-Ebene bestimmt [61]. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Spur ihren Ursprung an der xy-Position des Runvertex[10] des vorherigen Runs hat. Diese Annahme ist sinnvoll, da sich die Strahlachse zwischen zwei aufeinanderfolgenden Runs nicht wesentlich ändert. Berechnet und an den Fast Track Trigger übertragen wird der Runvertex von der Prozessorfarm auf der vierten Triggerstufe. Der zweite Schritt zur Bestimmung der dreidimensionalen Spurparameter besteht aus einem Fit in der rz-Ebene, um den Polarwinkel θ der Spur zu bestimmen. Dabei wird die z-Position des Ereignisvertex als zusätzliche Stützstelle verwendet. Diese ist näherungsweise bekannt, da das Histogramm des z-Vertex-Triggers an den FTT übertragen wird. Man erwartet eine Auflösung der z-Position von etwa 5 cm, was der Intervallbreite des z-Vertex-Histogramms entspricht. Von der L2 Decision Card, bei der es sich ebenfalls um eine multifunktionale Prozessorkarte des genannten Typs handelt, werden alle erfolgreich gefitteten Spuren gesammelt und eine Triggerentscheidung auf der Grundlage von spurbasierten Variablen getroffen.

Bei der dritten Stufe des FTTs handelt es sich um eine Multi-Prozessor-Farm, die mit bis zu 16 CPU-Karten bestückt werden kann (s. Abbildung 3.9). An diese werden im Fall einer positiven Triggerentscheidung auf der zweiten Stufe die dreidimensionalen Spurparameter aller gefundenen Spuren mittels einer LVDS-Verbindung übertragen. Auf speziellen Empfängerkarten werden die Daten zunächst zwischengespeichert und über eine FPDP[11]-Verbindung parallel an PMCs (PCI[12] Mezzanine Cards) gesendet. Die Daten werden von dort aus direkt in den lokalen Speicher der CPU-Karten geschrieben. Es wird auf diese Weise gewährleistet, daß die Spurparameter in weniger als 10 μs nach dem L2Keep-Signal für eine topologische Analyse zur Verfügung stehen. Während aufgrund der geringen Latenzzeit auf den ersten beiden Triggerstufen hochintegrierte, programmierbare Hardwarebausteine zum Einsatz kommen, ist auf den CPU-Karten ein Echtzeitbetriebssystem installiert. Dieses erlaubt die Implementierung von Programmen in Hochsprachen bei gleichzeitiger Gewährleistung von garantierten Antwortzeiten. Auf jeder CPU-Karte sollen Teilchen eines Physikkanals identifiziert werden. Dabei kann neben den vom FTT selbst rekonstruierten Spuren auch auf Informationen der ersten Stufe anderer Trigger-

[10] Der Runvertex entspricht der über einen Run gemittelten Position des Ereignisvertex.
[11] Front Panel Data Port
[12] Peripheral Component Interconnect

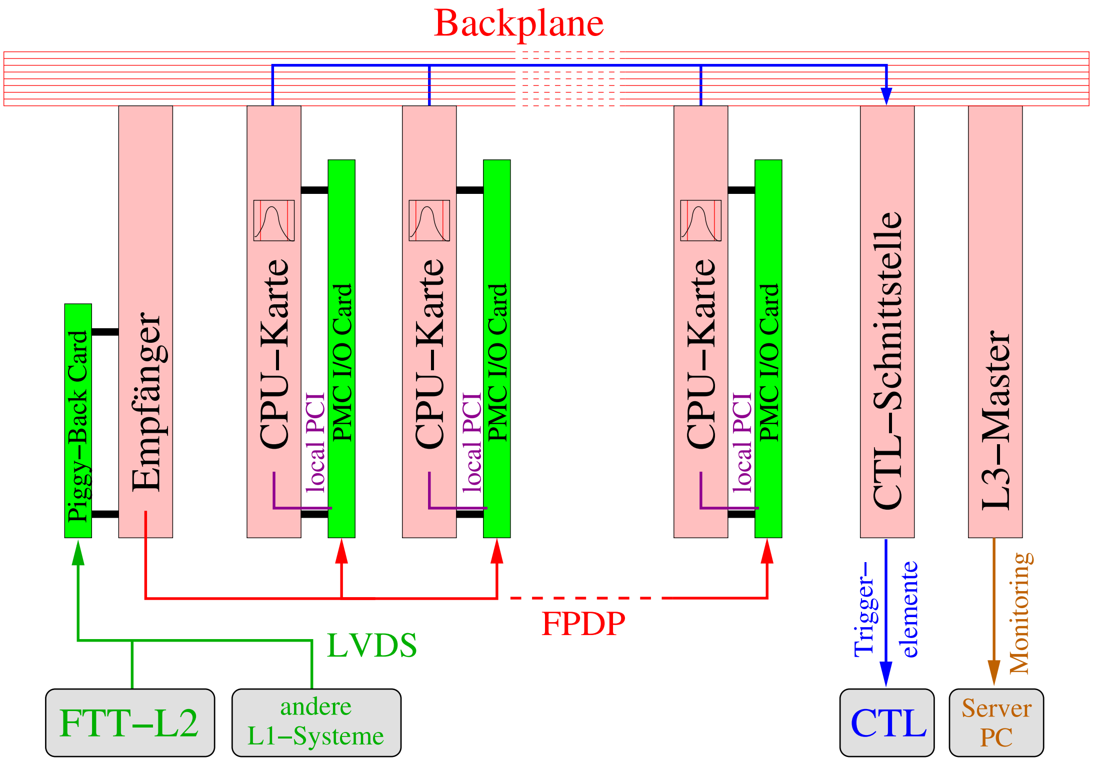


Abbildung 3.9: *Die dritte Triggerstufe des FTTs. Neben den Hardwarekomponenten sind die Datentransferstrecken eingezeichnet, auf denen die Informationen der zweiten Stufe des FTTs (FTT-L2) und der ersten Stufe anderer Triggersubsysteme (andere L1-Systeme) die CPU-Karten erreichen. Ebenfalls dargestellt ist der Übertragungsweg der Triggerelemente von den CPU-Karten an die zentrale Triggerlogik (CTL).*

subsysteme zurückgegriffen werden. Möglich ist dies, da die Piggy Back Karten der zweiten Triggerstufe in der Lage sind, PQZP[13]-Informationen zu empfangen. Neben dem z-Vertex-Trigger, dessen Informationen im PQZP-Format vorliegen und auf der zweiten Stufe benötigt werden, senden auch viele andere Triggersubsysteme, wie z.B. der SpaCal IET-Trigger, der BST-Trigger nach dem Upgrade und der Myontrigger, ihre Informationen in diesem Format. Die Informationen dieser Systeme werden ebenfalls auf der zweiten Triggerstufe empfangen und an die dritte weitergeleitet. In Form von Triggerelementen wird die Triggerentscheidung der einzelnen CPU-Karten über eine Schnittstellen-Karte an die zentrale Triggerlogik gesendet. Eine spezielle CPU-Karte, der sogenannte L3-Master, kommuniziert mit den anderen CPU-Karten und sendet Daten an einen Computer, der zur Überwachung und Steuerung des Systems dient.

Wesentliche Funktionen der ersten beiden Stufen des Fast Track Triggers können mit Hilfe des Softwarepaketes FTTEMU[14] simuliert werden. Da der Fast Track Trigger erst Mitte des Jahres 2002 fertiggestellt werden wird, wurden die in dieser Arbeit entwickel-

[13] Parallel Quickbus Zero Suppression
[14] FTT Emulation Package. In dieser Analyse wurde die Version 3.0 verwendet [62].

ten Triggeralgorithmen hinsichtlich ihrer Effizienz mit Hilfe von FTTEMU untersucht. Eingangsdaten für die Simulation sind die Driftzeiten und Ladungsdepositionen an beiden Drahtenden der Hits, die mit Hilfe der Drähte der vier Triggergruppen der zentralen Jetkammern nachgewiesen wurden. Dabei können entweder direkt die entsprechenden Informationen der rekonstruierten Hits der zentralen Jetkammern verwendet werden oder selbige können aus den von der vollständigen Rekonstruktion bestimmten Spuren zurückgewonnen werden. Ergebnis der Simulation sind die vom Fast Track Trigger rekonstruierten dreidimensionalen Spurparameter, die für die zu entwickelnden Triggeralgorithmen als Ausgangspunkt verwendet werden.

3.3 Vektormeson-Trigger

Die Topologie eines charakteristischen J/Ψ-Vektormesonereignisses im H1-Detektor ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Das J/Ψ-Meson wurde elastisch erzeugt und zerfällt nachfolgend in zwei Myonen. Man erkennt deutlich die Signatur der beiden Myonen in den zentralen Jetkammern. Diese sollten also mit Hilfe des Fast Track Triggers nachgewiesen werden können. Weiterhin verursachen beide Myonen die typische Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens im LAr-Kalorimeter sowie ein Signal im Myonsystem. Im SpaCal ist die vom gestreuten Elektron deponierte Energie zu erkennen, es handelt sich also um ein Elektroproduktionsereignis.

Aus dieser Ereignistopologie ergeben sich folgende physikalische Größen, die zur Selektion von J/Ψ-Mesonen auf Triggerniveau verwendet werden können:

- die Ladung der Zerfallsleptonen,
- ihr Transversalimpuls,
- die invariante Masse und
- die Mandelstam-Variable t.

Die Ladung der Zerfallsleptonen kann mit Hilfe der vom Fast Track Trigger rekonstruierten Spurkrümmung bestimmt werden. Aufgrund der Masse des J/Ψ-Mesons ist zu erwarten, daß die Zerfallsleptonen einen großen Transversalimpuls besitzen. J/Ψ-Meson-Ereignisse lassen sich also identifizieren, indem man nach zwei Spurkandidaten im Ereignis sucht, die eine unterschiedliche Krümmung aufweisen, einen Transversalimpuls oberhalb einer bestimmten Schwelle besitzen und deren invariante Masse in einem Intervall um die nominelle J/Ψ-Masse liegt. Für den Fall, daß nach Anwendung dieser Selektionsschnitte immer noch zu viele Ereignisse vom FTT akzeptiert werden, soll die Möglichkeit geschaffen werden, einen zusätzlichen Schnitt auf die Variable t anwenden zu können. Dadurch sollen Ereignisse mit hohem $|t|$ selektiert werden, für die man sich besonders interessiert. Für t gilt gem. Formel 1.1:

$$t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2.$$

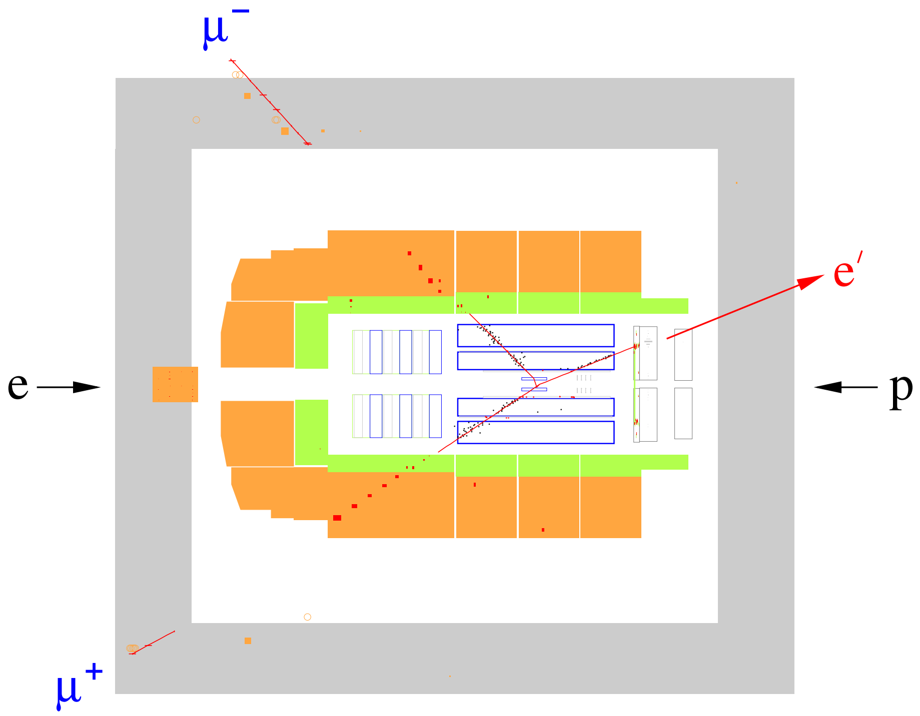


Abbildung 3.10: *Charakteristische Ereignistopologie der elastischen J/Ψ-Elektroproduktion im H1-Detektor. Das dargestellte Ereignis wurde in der Datennahmeperiode des Jahres 1995 aufgezeichnet.*

Unter der Annahme, daß der Longitudinalimpuls des gestreuten Protons sehr viel größer als dessen Transversalimpuls ist, und unter Vernachlässigung der Protonmasse folgt[15]:

$$\begin{aligned} t &\approx -(\vec{P'}_t)^2 \\ &= -\left(\vec{p}_{t,e'} + \vec{p}_{t,J/\Psi}\right)^2 . \end{aligned}$$

Hier bezeichnen $\vec{P'}_t$, $\vec{p}_{t,e'}$ und $\vec{p}_{t,J/\Psi}$ die Transversalimpulse des gestreuten Protons, des gestreuten Elektrons und des erzeugten Vektormesons. In Photoproduktionsereignissen kann der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons vernachlässigt werden, da es im Strahlrohr verschwindet, in Elektroproduktionsereignissen dagegen nicht. Zur Berechnung von t werden daher folgende Formeln verwendet:

$$\text{Photoproduktion:} \quad t \approx -\left(\vec{p}_{t,\mu^+} + \vec{p}_{t,\mu^-}\right)^2 \tag{3.1}$$

$$\text{Elektroproduktion:} \quad t \approx -\left(\vec{p}_{t,e'} + \vec{p}_{t,\mu^+} + \vec{p}_{t,\mu^-}\right)^2 . \tag{3.2}$$

Die Transversalimpulse der beiden Zerfallsmyonen $\vec{p}_{t,\mu^+}$ und $\vec{p}_{t,\mu^-}$ können mit Hilfe der Spurparameter des Fast Track Triggers bestimmt werden. Zur Rekonstruktion des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons in Elektroproduktionsereignissen benötigt man

[15] Eine entsprechende Untersuchung hat ergeben, daß die sich für t unter den genannten Annahmen ergebende Formel für den gesamten in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich eine gute Näherung darstellt.

die PQZP-Daten des SpaCal Triggers, die auf die dritte Stufe des FTTs übertragen werden. Mit Hilfe eines Clusteralgorithmus sollen aus den Cluster-Bit-Informationen die Ortskoordinaten des Auftreffpunktes des Elektrons auf dem SpaCal rekonstruiert werden. Bei Kenntnis der Energie lassen sich daraus die Spurparameter und damit der Transversalimpuls berechnen. Da eine solche Energieinformation aber nicht zur Verfügung steht, bleiben zwei Alternativen: Zum einen kann man den Transversalimpuls unter der Annahme bestimmen, daß die Energie des auslaufenden gleich der Energie des einlaufenden Elektrons ist. Zum anderen kann man die Viererimpulserhaltung ausnutzen, um die Energie zu berechnen. Diese beiden Möglichkeiten werden im folgenden Kapitel diskutiert.

Kapitel 4

Ereignisrekonstruktion auf Triggerniveau

Voraussetzung für eine effiziente Identifikation von J/Ψ-Vektormesonereignissen auf Triggerniveau ist die gute Auflösung der zur Ereignisselektion verwendeten Variablen. Daher wird in diesem Kapitel die Auflösung der Spurparameter der Zerfallsleptonen und des gestreuten Elektrons sowie der invarianten Masse und der Mandelstam-Variablen t untersucht.

Für diese Analyse werden Ereignisse verwendet, in denen J/Ψ-Mesonen elastisch produziert werden und in zwei Myonen zerfallen. Im einzelnen handelt es sich um je einen Monte Carlo Datensatz von Photo- bzw. Elektroproduktionsereignissen, die unter Berücksichtigung der Detektorbedingungen der Jahre 1999 bzw. 1997 simuliert wurden, und einen Datensatz mit realen Ereignissen, die vom H1-Detektor während der Datennahmeperiode des Jahres 2000 aufgezeichnet wurden. Die Monte Carlo Ereignisse wurden vom Generator DIFFVM erzeugt [63, 64]. Dieser generiert für den betrachteten Prozeß die Vierervektoren der beteiligten Teilchen. Die Detektorantwort wird mit Hilfe des Programmpaketes H1SIM bestimmt [65]. Schließlich durchlaufen die Monte Carlo Ereignisse die gleiche Rekonstruktion wie die Datenereignisse. Im Datensatz mit realen Ereignissen sind sowohl Photo- als auch Elektroproduktionsereignisse enthalten. Allerdings ist die Anzahl der Elektroproduktionsereignisse sehr gering, so daß ein weiterer Datensatz verwendet wurde, um die Auflösung der Spurparameter des gestreuten Elektrons für Datenereignisse zu bestimmen. Hierbei handelt es sich um Ereignisse der tiefinelastischen Streuung, für die keine weiteren Selektionskriterien bezüglich des hadronischen Endzustandes angewendet wurden. Aufgezeichnet wurden diese Ereignisse während einer speziellen Datennahmeperiode im Jahr 1997, einem sogenannten Minimum Bias Run. In allen Fällen wurde das Verhalten des Fast Track Triggers mit Hilfe des Softwarepaketes FTTEMU simuliert. Dabei wurde die Option gewählt, die Hitinformationen aus den vollständig rekonstruierten Spuren zurückzugewinnen, da erstere in den Datensätzen, die zur Analyse bestimmt sind, nicht enthalten sind. Zur Datenauswertung wurde das Programm ROOT [66] verwendet, wobei objektorientierte Programmiertechniken zum Einsatz gekommen sind.

Zunächst soll die Frage untersucht werden, wie sich die Auflösung der verschiedenen Variablen auf Triggerniveau zu der Auflösung der entsprechenden Variablen verhält, die von der vollständigen Rekonstruktion[1] des H1-Experimentes erzielt wird. Deshalb werden für alle Variablen die Ergebnisse der Rekonstruktion durch den FTT und der vollständigen Rekonstruktion mit den Generatordaten verglichen. Dies ist selbstverständlich nur für die beiden Monte Carlo Datensätze möglich. Im Fall von Datenereignissen werden daher die Variablen auf Triggerniveau direkt mit den vollständig rekonstruierten verglichen. Ein entsprechender Vergleich für die Monte Carlo Datensätze erlaubt eine Überprüfung der Übereinstimmung der Ergebnisse aus Daten und Monte Carlo.

Zur Bestimmung der Auflösung einer Variablen x auf Triggerniveau relativ zu den Generatordaten wird die Differenz $\Delta x = x_{FTT} - x_{gen}$ der vom Fast Track Trigger rekonstruierten Variablen und der generierten Variable in ein Histogramm gefüllt. An die sich ergebende Verteilung wird die Summe zweier Gaußfunktionen angepaßt:

$$g(\Delta x) \quad = \quad A_1 \cdot e^{-\frac{(\Delta x - \mu_1)^2}{\sigma_1^2}} + A_2 \cdot e^{-\frac{(\Delta x - \mu_2)^2}{\sigma_2^2}}. \tag{4.1}$$

Dabei bezeichnen A_i die Amplituden, σ_i die Standardabweichungen und μ_i die Mittelwerte der beiden Gaußfunktionen. Es wird die Summe zweier Gaußfunktionen für die Anpassung verwendet, um auch die Ausläufer der Verteilung korrekt zu beschreiben. Als Ergebnis der Anpassung wird das effektive Auflösungsvermögen $\sigma_{eff,x}$ angegeben, das gleich dem mit der Amplitude gewichteten Mittel der beiden Standardabweichungen ist:

$$\sigma_{eff,x} \quad = \quad \frac{A_1\sigma_1 + A_2\sigma_2}{A_1 + A_2}. \tag{4.2}$$

In analoger Weise wird die Auflösung einer vollständig rekonstruierten Variablen relativ zu den Generatordaten und die Auflösung einer Variablen auf Triggerniveau relativ zur vollständigen Rekonstruktion bestimmt.

Photo- und Elektroproduktionsereignisse werden durch entsprechende Schnitte auf Q^2 selektiert (Photoproduktion: $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$, Elektroproduktion: $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$)[2]. Bereiche defekter Drähte in den zentralen Jetkammern werden für den Zeitraum, in dem der Defekt aufgetreten ist, von der Analyse ausgeschlossen.

4.1 Spurrekonstruktion

Vernachlässigt man Effekte wie Vielfachstreuung, Energieverlust und Inhomogenitäten des Magnetfeldes, so beschreiben die im H1-Detektor nachgewiesenen Spuren von geladenen Teilchen eine Helix, deren Achse in z-Richtung zeigt. Projiziert man die Helix auf die xy-Ebene, so ergibt sich ein Kreis. Die Helix ist durch folgende fünf Parameter bestimmt:

- *Spurkrümmung κ:*
  Die Spurkrümmung κ ist vorzeichenbehaftet. Ihr Betrag ist gleich dem Kehrwert

[1] Die vollständige Rekonstruktion wird auch als Offline-Rekonstruktion bezeichnet.
[2] Der Wert von $1\,\mathrm{GeV}^2$ entspricht der unteren Akzeptanzgrenze des SpaCals für Q^2.

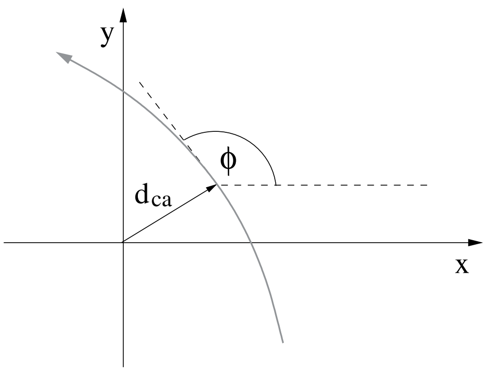


Abbildung 4.1: *Veranschaulichung der Definition der Spurparameter d_{ca} und ϕ.*

des Radius des Spurkreises in der xy-Ebene. Das Vorzeichen ist für negativ geladene Teilchen positiv und umgekehrt.

- *Abstand d_{ca}:*
  Auch der Spurparameter d_{ca} (distance of closest approach) ist vorzeichenbehaftet. Sein Betrag gibt den kürzesten Abstand des Spurkreises in der xy-Ebene vom Koordinatenursprung an (s. Abbildung 4.1). Die entsprechende Stelle des Spurkreises wird im folgenden als d_{ca}-Punkt bezeichnet. Bilden der Vektor vom Koordinatenursprung zum d_{ca}-Punkt und die Flugrichtung des Teilchens im d_{ca}-Punkt ein rechtshändiges System, so ist d_{ca} positiv, andernfalls negativ.

- *Azimutwinkel ϕ:*
  Der Winkel zwischen der x-Achse des H1-Koordinatensystems und der Tangente an den Spurkreis im d_{ca}-Punkt in der xy-Ebene ist als ϕ definiert (s. Abbildung 4.1).

- *Polarwinkel θ:*
  Der Polarwinkel θ gibt den Winkel zwischen der Tangente an die Helix im d_{ca}-Punkt und der z-Achse an.

- *Koordinate z_0:*
  Die Koordinate z_0 ist gleich der z-Koordinate im d_{ca}-Punkt.

Der Betrag des Transversalimpulses p_t eines Teilchens ist mit der Krümmung der zugehörigen Spur über folgende Gleichung verknüpft:

$$p_t = \frac{e \cdot B}{|\kappa|}. \tag{4.3}$$

Die Größe B bezeichnet die Magnetfeldstärke und e die Elementarladung. Um den Transversalimpuls in den für die Hochenergiephysik gebräuchlichen natürlichen Einheiten[3] zu erhalten, ist es üblich, Gleichung 4.3 wie folgt anzugeben:

$$p_t\,[\mathrm{GeV}] \approx 0.0003 \cdot \frac{B\,[\mathrm{kG}]}{|\kappa|\,[1/\mathrm{cm}]}. \tag{4.4}$$

[3]In diesem Einheitensystem ist $\hbar = c = 1$.

Mit Hilfe des Transversalimpulses lassen sich die Impulskomponenten des Teilchens wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned} p_x &= p_t \cos\phi, \\ p_y &= p_t \sin\phi, \\ p_z &= \frac{p_t}{\tan\theta} \quad \forall\, \theta \neq 0. \end{aligned} \tag{4.5}$$

Für die Berechnung der invarianten Masse sowie der Mandelstam-Variablen t werden die Impulse der Zerfallsteilchen des Vektormesons benötigt. Daher wird die Auflösung der für die Impulsberechnung relevanten Spurparameter betrachtet: ϕ, θ und p_t.

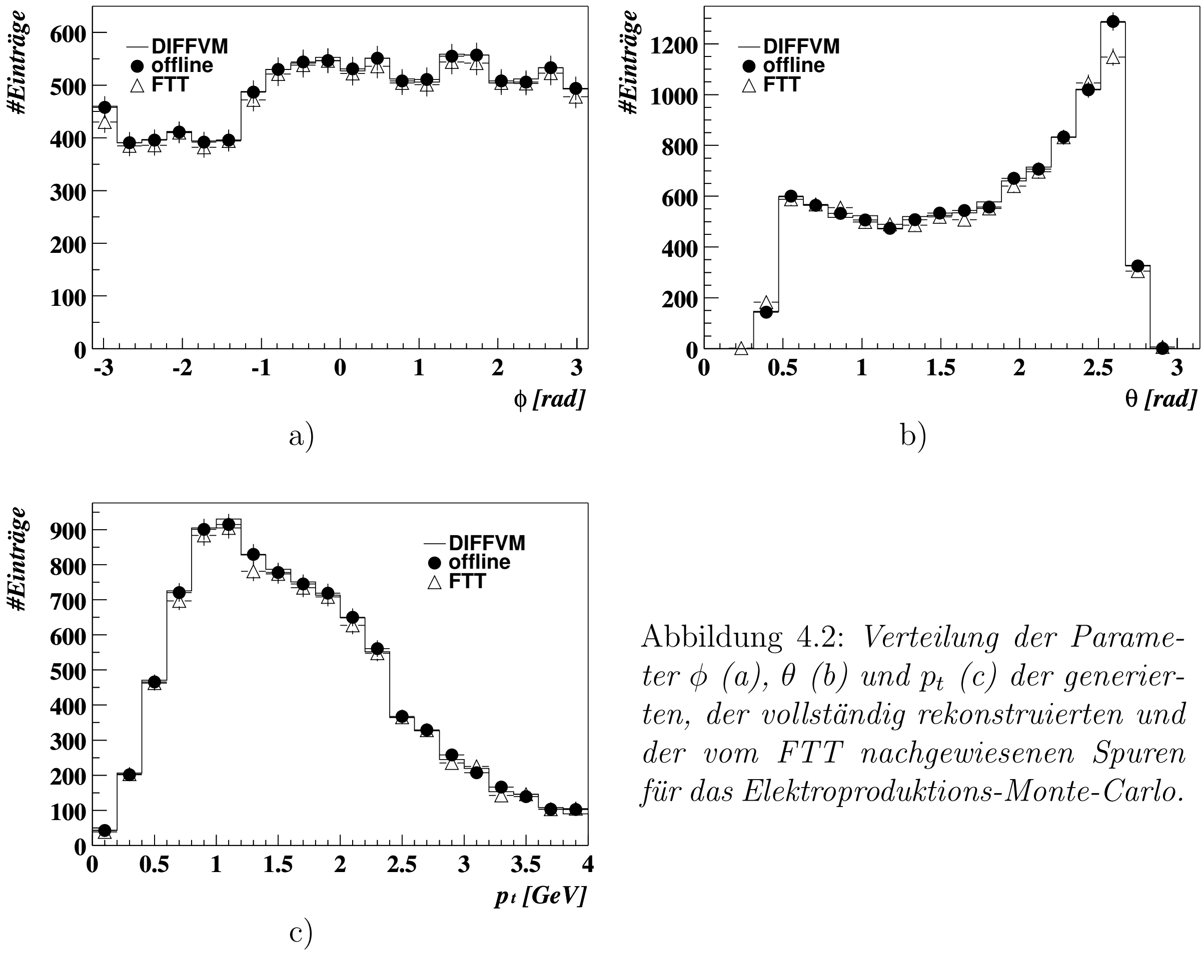
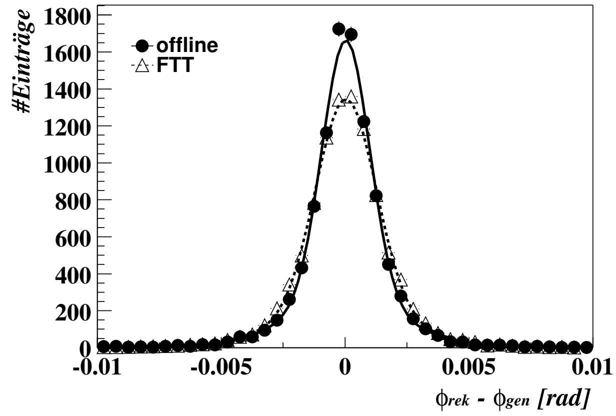


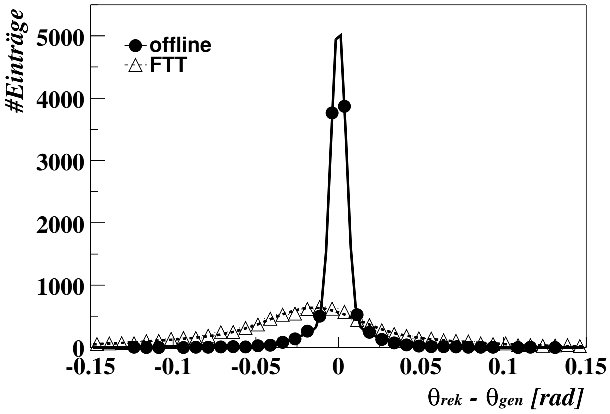
Abbildung 4.2: *Verteilung der Parameter ϕ (a), θ (b) und p_t (c) der generierten, der vollständig rekonstruierten und der vom FTT nachgewiesenen Spuren für das Elektroproduktions-Monte-Carlo.*

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der Parameter der generierten, der vollständig rekonstruierten und der vom FTT nachgewiesenen Spuren für den vom Monte Carlo Generator DIFFVM für den Fall der Elektroproduktion erzeugten Datensatz. Ausgangspunkt für die dargestellten Histogramme sind die generierten Myonspuren, von denen nur solche berücksichtigt werden, deren Polarwinkel im Intervall $25° < \theta < 155°$ liegt. Der Polarwinkelbereich entspricht der gemeinsamen Akzeptanz von CJC1 und CJC2. Damit ist gewährleistet, daß von den Spuren auf jeden Fall drei der vier Triggerlagen des Fast Track

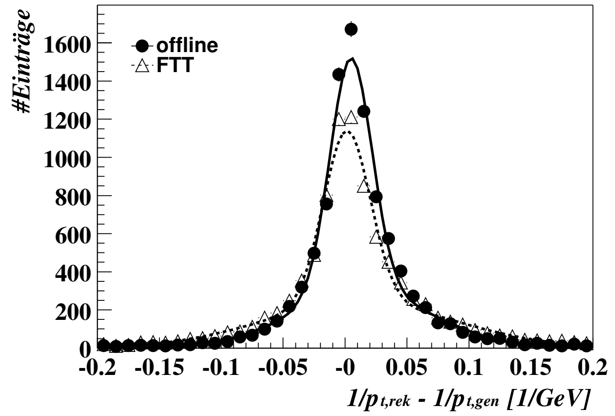
Triggers durchquert werden. Das Intervall $25° < \theta < 155°$ wird im folgenden als Akzeptanzbereich des FTTs bezeichnet. Den generierten Myonspuren werden die Spuren der vollständigen Rekonstruktion und des FTTs zugeordnet, die die geringste Abweichung in ϕ und p_t besitzen, und in die entsprechenden Histogramme gefüllt.
Man erwartet in ϕ eine flache Verteilung. Die Abweichung von diesem Verhalten kommt zustande, da für einen Teil der Ereignisse die Drähte im Azimutwinkelbereich $-171° < \phi < -66°$ der zentralen Jetkammern defekt waren. Nur für den Zeitraum, in dem der Defekt aufgetreten ist, wurden die Drähte in diesem Bereich von der Analyse ausgeschlossen, indem Spuren mit einem Azimutwinkel im angegebenen Intervall nicht berücksichtigt wurden. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, obwohl der Azimutwinkel eine Funktion der vom Teilchen auf seiner Flugbahn zurückgelegten Strecke ist, da der Großteil der Myonen einen Transversalimpuls oberhalb von 1 GeV besitzt (s. Abbildung 4.2 c) und damit die Spurkrümmung näherungsweise vernachlässigt werden kann.
Die Verteilungen aller Spurparameter werden vom Fast Track Trigger gut beschrieben, allerdings ist auch zu erkennen, daß ein Teil der Spuren aufgrund von Ineffizienzen nicht rekonstruiert werden kann.



a)



b)



c)

Abbildung 4.3: *Auflösung der rekonstruierten Spurparameter ϕ_{rek} (a), θ_{rek} (b) und $p_{t,rek}$ (c) für den FTT und die vollständige Rekonstruktion relativ zu den generierten Spurparametern ϕ_{gen}, θ_{gen} und $p_{t,gen}$. Zur Erstellung der dargestellten Histogramme wurde das Elektroproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

Die Auflösung der betrachteten Spurparameter ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die generierten Spuren wurden als Referenz gewählt und die gleiche Zuordnung wie bei der

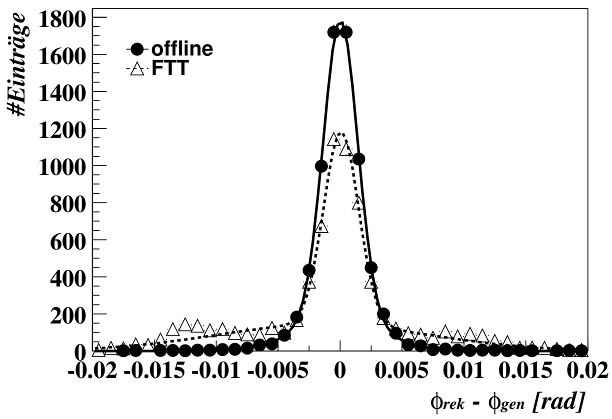
Erstellung der Verteilungen vorgenommen. Die Auflösung des Transversalimpulses von Spuren wird (üblicherweise) in $\frac{1}{p_t}$ angegeben, da κ die Meßgröße ist. Es wurde die Summe zweier Gaußfunktionen (s. Gleichung 4.1) an die Histogramme angepaßt.
In der Auflösung der Spurparameter spiegelt sich die unterschiedliche Auflösung der zentralen Jetkammern in der xy-Ebene im Vergleich zur z-Richtung wider. Die Auflösung der Spurparameter ϕ und p_t, die in der xy-Ebene gemessen werden, ist für den Fast Track Trigger und die vollständige Rekonstruktion vergleichbar. Für den Polarwinkel θ hingegen, zu dessen Bestimmung z-Informationen benötigt werden, ist die Auflösung des FTTs, wie erwartet, deutlich schlechter als die der vollständigen Rekonstruktion. Hier macht sich der Einfluß der beiden z-Kammern CIZ und COZ auf die Spurrekonstruktion bemerkbar, deren Informationen der vollständigen Rekonstruktion zur Verfügung stehen.
Ferner beobachtet man, daß der FTT den Spurparameter θ systematisch zu klein rekonstruiert (s. Abbildung 4.3 b). Der Mittelwert der Gaußfunktion mit der größeren Amplitude ist um etwa 14 mrad in Richtung negativer Werte der Differenz $\theta_{rek} - \theta_{gen}$ verschoben. Ein möglicher Grund für diese Verschiebung ist der Algorithmus, mit dem FTTEMU das Histogramms des z-Vertex-Triggers für den Spurfit in der rz-Ebene auswertet. Bildet ein einziges Bin das Maximum im z-Vertex-Histogramm, so wird dessen z-Position als zusätzliche Stützstelle verwendet. Besteht das Maximum jedoch aus mehreren Bins gleicher Höhe, so wird die z-Position eines dieser Bins ausgewählt. Dies ist grundsätzlich der kleinste Wert für z. Dadurch werden kleine θ bevorzugt.

Datensatz	Parameter	$\sigma_{eff,offline}$	$\sigma_{eff,FTT}$	$\epsilon_{offline}$	ϵ_{FTT}
MC γp	ϕ θ $1/p_t$	1.6 mrad 5 mrad 0.019 GeV^{-1}	2.3 mrad 47 mrad 0.033 GeV^{-1}	99.8%	97.9%
MC ep	ϕ θ $1/p_t$	1.2 mrad 6 mrad 0.025 GeV^{-1}	1.4 mrad 42 mrad 0.031 GeV^{-1}	99.9%	98.0%

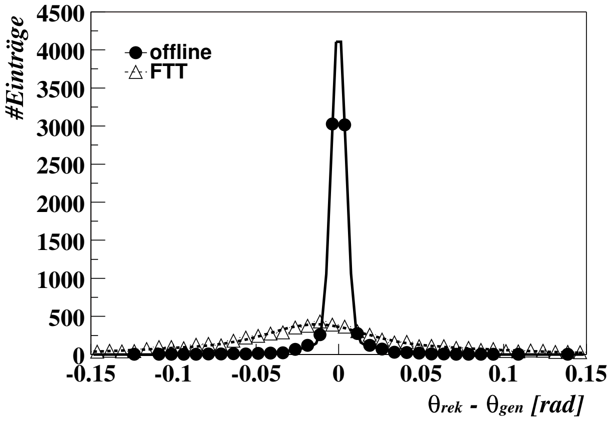
Tabelle 4.1: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die Spurparameter und Rekonstruktionseffizienz ϵ der vollständigen Rekonstruktion bzw. des Fast Track Triggers relativ zu den generierten Spuren für die beiden Monte Carlo Datensätze.*

Aus den sich bei der Anpassung der Summe der Gaußfunktionen ergebenden Parametern A_i und σ_i kann mit Hilfe von Gleichung 4.2 das effektive Auflösungsvermögen für ϕ, θ und p_t berechnet werden. Dieses ist zusammen mit der Effizienz der Spurrekonstruktion ϵ in Tabelle 4.1 angegeben. Letztere ist als Quotient der Anzahl der vom Fast Track Trigger bzw. der vollständigen Rekonstruktion nachgewiesenen Spuren und der Anzahl der generierten Spuren definiert. Ebenfalls angegeben sind die Ergebnisse der gleichen Analyse für das Photoproduktions-Monte-Carlo.
Im Rahmen der für eine Triggerstudie notwendigen Genauigkeit stimmen die Ergebnisse für die beiden Datensätze gut überein. Die einzige Ausnahme bildet das effektive Auflösungsvermögen des FTTs für den Spurparameter ϕ. Dieses ist für das Photoproduktions-

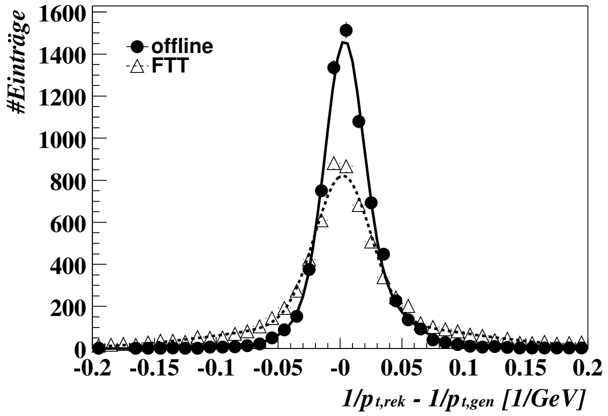
Monte-Carlo wesentlich schlechter als für das Elektroproduktions-Monte-Carlo. Betrachtet man die Azimutwinkelauflösung des FTTs für die Photoproduktionsereignisse (s. Abbildung 4.4 a), so sieht man, daß zwei etwa symmetrisch zum Hauptmaximum verteilte Nebenmaxima auftreten. Diese führen dazu, daß die Gaußfunktion mit der kleineren Amplitude eine wesentlich größere Standardabweichung besitzt als im Fall der Elektroproduktion, woraus das schlechtere effektive Auflösungsvermögen resultiert. Eine genauere Untersuchung hat ergeben, daß FTTEMU aufgrund eines Softwarefehlers für das Photoproduktions-Monte-Carlo nicht die korrekten Werte für die x- und y-Koordinaten des Runvertex zur Verfügung gestanden haben. Stattdessen wurde der Standardvertex bei der Position $(0, 0)$ für den Spurfit des Fast Track Triggers in der $r\phi$-Ebene verwendet. Dadurch wird vor allem die Rekonstruktion von ϕ beeinträchtigt, während der Einfluß auf p_t und θ wesentlich geringer ist. Das Auftreten des Fehlers verdeutlicht die Bedeutung der Verwendung der xy-Position des Runvertex als zusätzliche Stützstelle beim Spurfit in der $r\phi$-Ebene.



a)



b)



c)

Abbildung 4.4: *Auflösung der rekonstruierten Spurparameter ϕ_{rek} (a), θ_{rek} (b) und $p_{t,rek}$ (c) für den FTT und die vollständige Rekonstruktion relativ zu den generierten Spurparametern ϕ_{gen}, θ_{gen} und $p_{t,gen}$. Zur Erstellung der dargestellten Histogramme wurde das Photoproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

Im folgenden soll die Auflösung der Spurparameter des Fast Track Triggers relativ zu den vollständig rekonstruierten Spurparametern sowohl für die beiden Monte Carlo Datensätze als auch für den Datensatz mit realen Ereignissen betrachtet werden.
Verwendet man die generierten Spuren als Referenz, so ist bekannt, welche die Spuren

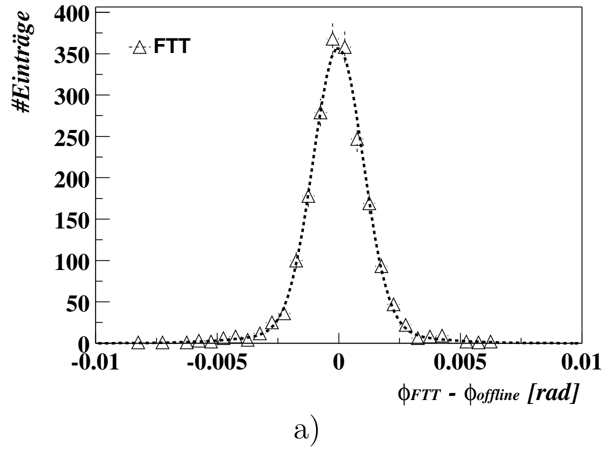
der beiden Zerfallsmyonen sind. Soll als Referenz die vollständige Rekonstruktion dienen, um die Auflösung der Spurparameter des FTTs zu bestimmen, ist dies nicht der Fall. Daher werden die zum J/Ψ-Kandidaten der vollständigen Rekonstruktion des Ereignisses gehörenden Spuren als Ausgangspunkt für die Untersuchungen verwendet. Dabei wird als J/Ψ-Kandidat eine 2-Spur-Kombination bezeichnet, deren invariante Masse $M_{\mu\mu}$ in einem Intervall $\Delta M = |M_{\mu\mu} - M_{J/\Psi}| = 0.5\,\mathrm{GeV}$ um die nominelle J/Ψ-Masse $M_{J/\Psi}$ liegt. Wie in Kapitel fünf gezeigt wird, entspricht dieses Intervall etwa der doppelten Breite des zum J/Ψ-Meson korrespondierenden Signalbereiches im vollständig rekonstruierten Spektrum der invarianten Masse.
Der Datensatz mit realen Ereignisse enthält fast ausschließlich Photoproduktionsereignisse und daher werden auch nur solche betrachtet. In einem geringen Teil von ihnen dissoziiert das Proton und es treten mehr als zwei vollständig rekonstruierte Spuren auf. Da die elastische J/Ψ-Produktion analysiert werden soll, werden nur Ereignisse mit zwei Spuren selektiert.
Im Elektroproduktionsfall kann es vorkommen, daß es mehr als eine 2-Spur-Kombination mit einer invarianten Masse im Intervall ΔM gibt, falls das gestreute Elektron in den Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer gelangt. Daher werden für den entsprechenden Monte Carlo Datensatz nur solche Ereignisse analysiert, in denen die vollständige Rekonstruktion einen einzigen J/Ψ-Kandidaten nachweist. Der Anteil von Ereignissen mit mehr als einem J/Ψ-Kandidat beträgt etwa 1%.

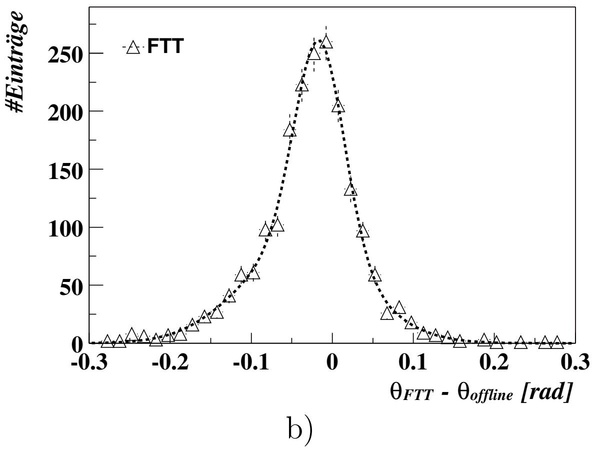
Die bei der Analyse verwendeten Spuren müssen sich im Akzeptanzbereich des Fast Track Triggers befinden. Die Zuordnung der Spuren des FTTs zu den vollständig rekonstruierten erfolgt wie bei der Verwendung der generierten Spuren als Referenz auf der Grundlage von ϕ und p_t.

Datensatz	Parameter	σ_{eff}	ϵ
MC γp	ϕ	1.1 mrad	98.2%
	θ	50 mrad	
	$1/p_t$	$0.027\,\mathrm{GeV}^{-1}$	
MC ep	ϕ	0.9 mrad	98.0%
	θ	46 mrad	
	$1/p_t$	$0.028\,\mathrm{GeV}^{-1}$	
Daten γp	ϕ	1.1 mrad	98.6%
	θ	44 mrad	
	$1/p_t$	$0.019\,\mathrm{GeV}^{-1}$	

Tabelle 4.2: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die Spurparameter und Rekonstruktionseffizienz ϵ des Fast Track Triggers relativ zu den vollständig rekonstruierten Spuren für beide Monte Carlo Datensätze und den Datensatz mit realen Ereignissen.*

Die Auflösung der Spurparameter für den Datensatz mit realen Ereignissen ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Resultaten für die beiden





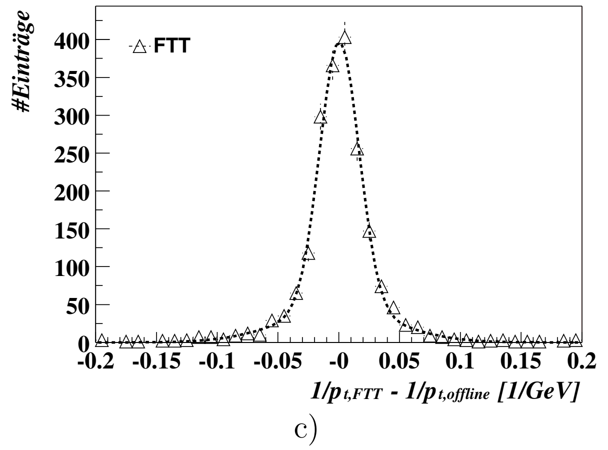


Abbildung 4.5: *Auflösung der vom Fast Track Trigger bestimmten Spurparameter ϕ_{FTT} (a), θ_{FTT} (b) und $p_{t,FTT}$ (c) relativ zu den vollständig rekonstruierten Spurparametern $\phi_{offline}$, $\theta_{offline}$ und $p_{t,offline}$ für den Datensatz mit realen Ereignissen.*

Monte Carlo Datensätze in Tabelle 4.2 angegeben. Man stellt für ϕ und θ eine gute Übereinstimmung der einzelnen Ergebnisse fest, der Wert für das Auflösungsvermögen des Fast Track Triggers in p_t wird in der Monte Carlo Simulation allerdings überschätzt.

4.2 Rekonstruktion des gestreuten Elektrons

Ziel der Auswertung der Informationen des SpaCal IET-Triggers auf der dritten Stufe des FTTs ist es, den Transversalimpuls des gestreuten Elektrons zu bestimmen. Dazu ist zunächst ein geeigneter Algorithmus notwendig, der aus den LIET- und Cluster-Bit-Informationen des SpaCal Triggers die Ortskoordinaten des Auftreffpunktes der Teilchen berechnet, die Energie im SpaCal deponieren. In den Bitmustern der PQZP-Daten des SpaCal Triggers ist kodiert, in welchen der LIET-Bereiche eine der drei Energieschwellen $E_{LIET,i}$ $(i = 1, 2, 3)$ überschritten wurde. Der IET-Trigger bestimmt ebenfalls, für welche Cluster-Bits die Energieschwelle $E_{CB,i}$ $(i = 1, 2, 3)$ überschritten wurde[4]. Abgesehen vom

[4]Sowohl für die LIET-Bereiche als auch für die Cluster-Bits werden standardmäßig die Energieschwellen $E_1 = 0.5\,\mathrm{GeV}$, $E_2 = 2\,\mathrm{GeV}$ und $E_3 = 6\,\mathrm{GeV}$ gewählt. Bei dem in dieser Analyse verwendeten Minimum Bias Run hatten die Schwellen jedoch die Werte $E_1 = 2\,\mathrm{GeV}$, $E_2 = 5\,\mathrm{GeV}$ und $E_3 = 10\,\mathrm{GeV}$.

zentralen LIET-Bereich werden für die Cluster-Bits vom PQZP-System jedoch ausschließlich Informationen bezüglich der Energieschwelle $E_{CB,2}$ übertragen.

Zur Implementierung auf der dritten Stufe des Fast Track Triggers wurde der folgende Clusteralgorithmus entwickelt: Im ersten Schritt werden die Bitmuster der LIET-Bereiche für die Energieschwelle $E_{LIET,i}$ ausgelesen, und es wird bestimmt, in welchen der LIET-Bereiche sie überschritten wurde. In diesen LIET-Bereichen werden dann die Cluster-Bits bestimmt, für die die Schwelle $E_{CB,2}$ überschritten wurde. Für den zentralen LIET-Bereich existiert die Option, eine der beiden anderen Energieschwellen zu wählen. Die Bearbeitung erfolgt für die LIET-Bereiche zeilenweise von rechts unten nach links oben (bei Betrachtung des SpaCals wie in Abbildung 3.10). Innerhalb eines LIET-Bereiches wird für die Cluster-Bits die gleiche Reihenfolge eingehalten. Am Ende des ersten Schrittes des Algorithmus liegt also eine geordnete Liste von Cluster-Bits vor, für die die Energieschwelle $E_{CB,2}$ bzw. im Fall des zentralen LIET-Bereiches die Energieschwelle $E_{CB,i}$ überschritten wurde.

Die Koordinaten dieser Cluster-Bits im H1-Koordinatensystem können berechnet werden, da der Abstand $d_\perp = 8.1\,\text{cm}$ zweier horizontal bzw. vertikal benachbarter Cluster-Bits gegeben ist und das Cluster-Bit, in dessen Zentrum die Strahlachse das SpaCal schneidet (in Abbildung 4.6 gekennzeichnet), bekannt ist. Im zweiten Schritt werden auf Grundlage der geordneten Liste, die der Reihe nach abgearbeitet wird, wie folgt Cluster bestimmt: Existiert in einem bereits angelegten Cluster ein Cluster-Bit, das von dem gerade betrachteten einen Abstand $d \leq \sqrt{2} \cdot d_\perp$ hat, so wird es dem Cluster hinzugefügt. Sollte das nicht der Fall sein, wird ein neues Cluster angelegt. Der Abstand $\sqrt{2} \cdot d_\perp$ entspricht dabei der Entfernung zweier diagonal benachbarter Cluster-Bits.

Im letzten Schritt wird dann der geometrische Schwerpunkt $\vec{r}_s$ für jedes der gefundenen Cluster durch Summation über die Ortsvektoren $\vec{r}_i$ der zugehörigen N Cluster-Bits wie folgt bestimmt:

$$\vec{r}_s \;=\; \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\vec{r}_i .$$

Dem Algorithmus stehen auf Ebene der Cluster-Bits keine Energieinformationen zur Verfügung, so daß es vorkommen kann, daß zwei benachbarte Energiedepositionen im SpaCal als ein einziges Cluster rekonstruiert werden.

Bei allen folgenden, auf der Anwendung des Clusteralgorithmus basierenden Untersuchungen, wurde für die LIET-Bereiche die Energieschwelle $E_{LIET,2}$ und für die Cluster-Bits des zentralen LIET-Bereiches die Schwelle $E_{CB,2}$ gewählt.

Um den Clusteralgorithmus zu testen, wurde ein Programm entwickelt, das die PQZP-Informationen des SpaCal Triggers und die Ergebnisse des Algorithmus graphisch darstellt. Abbildung 4.6 zeigt zwei Ereignisse des Elektroproduktions-Monte-Carlos. Anhand der Clusterschwerpunkte ist zu erkennen, daß der Algorithmus die Cluster-Bits korrekt zu Clustern zusammenfaßt, selbst wenn erstere die Grenzen der LIET-Bereiche überschreiten. Im Ereignis im rechten Teil der Abbildung 4.6 deponieren sowohl das gestreute Elektron als auch die beiden Zerfallsmyonen Energie im SpaCal. Eines der beiden Myonen

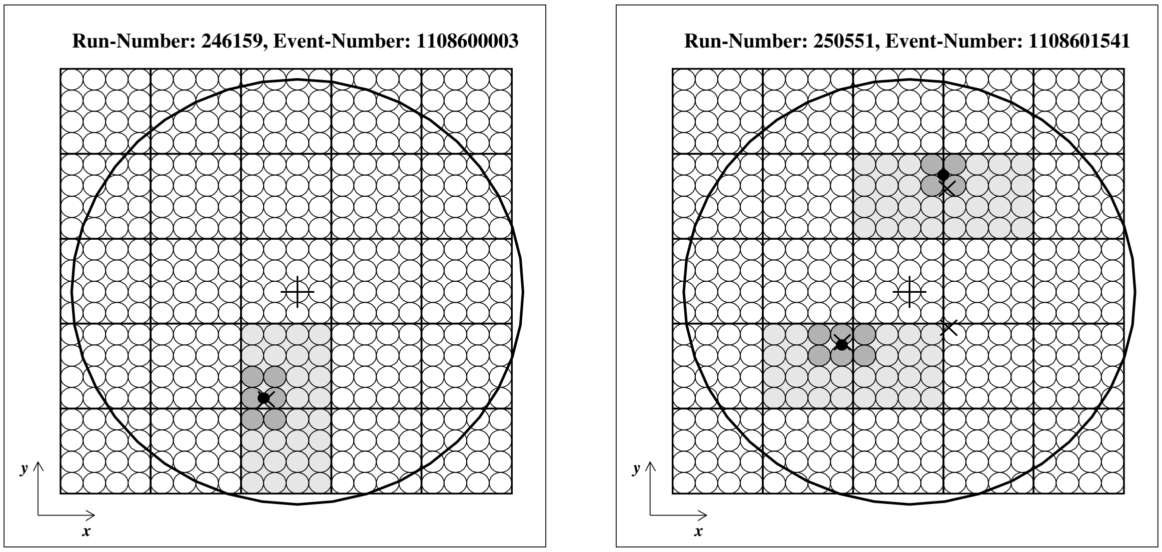


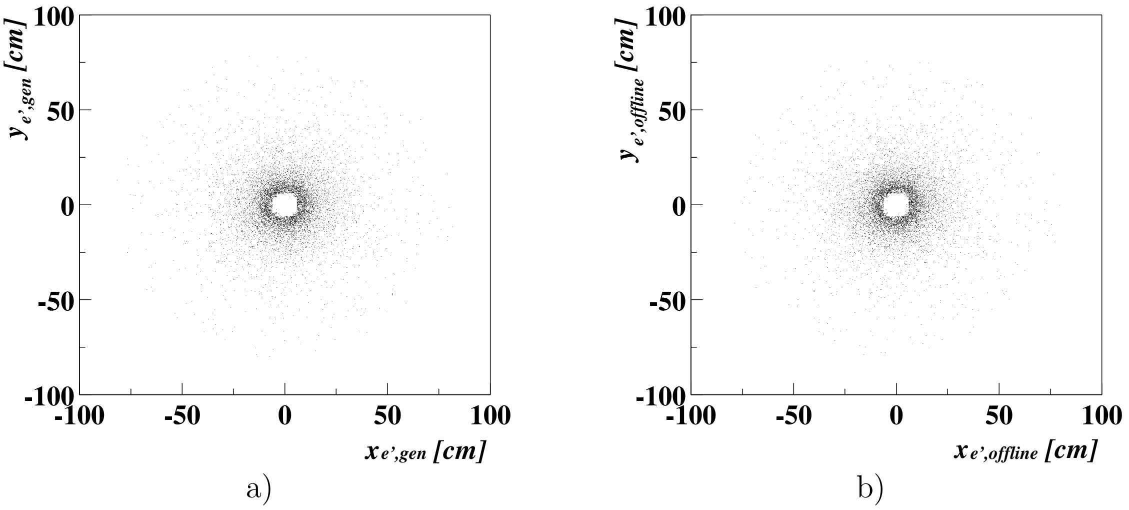
Abbildung 4.6: *Graphische Darstellung der PQZP-Informationen des SpaCal Triggers und der Ergebnisse des Clusteralgorithmus für zwei Beispielereignisse des Elektroproduktions-Monte-Carlos. Die LIET-Bereiche und Cluster-Bits, für die die Energieschwelle $E_{LIET,2}$ bzw. $E_{CB,2}$ überschritten wurde, sind hervorgehoben. Die Punkte kennzeichnen die vom Clusteralgorithmus bestimmten Schwerpunkte. Zusätzlich sind die Positionen der vollständig rekonstruierten Cluster durch das Symbol $\times$ markiert. Das Kreuz in der Mitte kennzeichnet die Position der Strahlachse.*

deponiert allerdings gemäß der vollständigen Rekonstruktion eine Energie von weniger als 2 GeV im SpaCal, so daß es bei den betrachteten Energieschwellen ($E_{LIET,2} = 2\,\mathrm{GeV}$, $E_{CB,2} = 2\,\mathrm{GeV}$) verständlich ist, daß der entwickelte Algorithmus eines der beiden Myoncluster nicht rekonstruiert.

Die Betrachtung einer Vielzahl von Ereignissen des Monte Carlo Datensatzes hat ergeben, daß Cluster-Bit-Konfigurationen bevorzugt auftreten, deren Schwerpunkt in x- oder y-Richtung entweder im Zentrum eines Cluster-Bits oder an der Grenze zweier Cluster-Bits liegt. Dies ist plausibel, da bei Überschreiten einer Energieschwelle innerhalb einer Triggerzelle des SpaCal Triggers vier benachbarte Cluster-Bits gesetzt werden. Abbildung 4.7 c) zeigt ein zweidimensionales Histogramm, in dem die x- und die y-Position der vom SpaCal IET-Trigger rekonstruierten Cluster des gestreuten Elektrons im H1-Koordinatensystem gegeneinander aufgetragen sind. Diese werden mit $x_{e'}$ und $y_{e'}$ bezeichnet. Man erkennt deutlich, daß sich Strukturen im halben Abstand zweier benachbarter Cluster-Bits $d_\perp/2 = 4.05\,\mathrm{cm}$ ausbilden. Im Fall der generierten (s. Abbildung 4.7 a) und der vollständig rekonstruierten Cluster (s. Abbildung 4.7 b) liegt hingegen, wie erwartet, eine kontinuierliche Verteilung vor.

Die Auflösung der Clusterkoordinaten $x_{e'}$ und $y_{e'}$ für die vollständige Rekonstruktion und für den SpaCal IET-Trigger wurde relativ zu den generierten Clusterkoordinaten bestimmt. Zusätzlich wurde die Auflösung des Radius $r_{e'}$ betrachtet, der wie folgt berechnet wird:

$$r_{e'} = \sqrt{x_{e'}^2 + y_{e'}^2}.$$



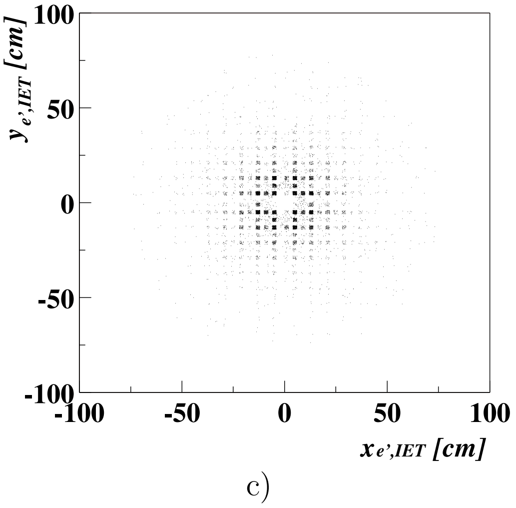
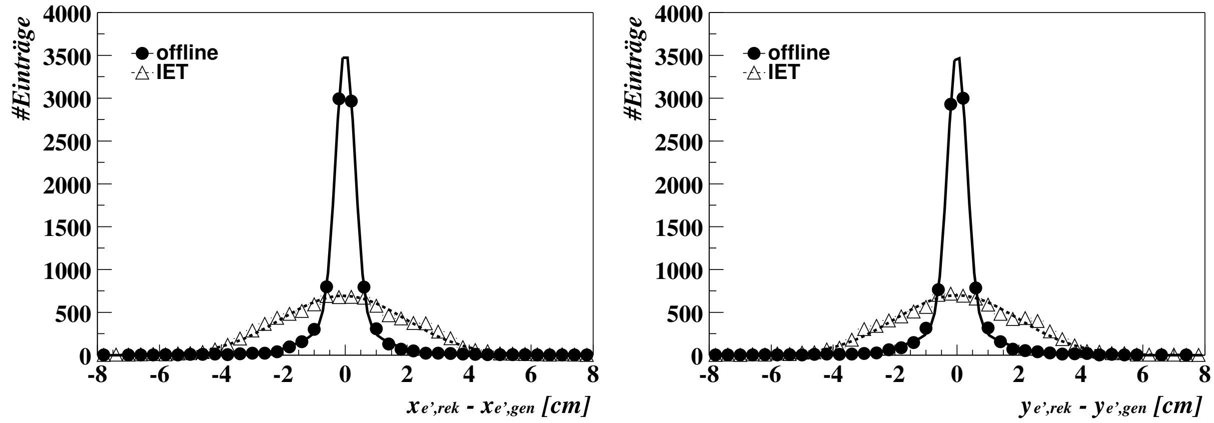


Abbildung 4.7: *x- und y-Position der generierten (a), der vollständig rekonstruierten (b) und der vom IET-Trigger nachgewiesenen Cluster (c) im SpaCal für das Elektroproduktions-Monte-Carlo.*

Ausgegangen wurde von den generierten Elektronclustern, die sich im Akzeptanzbereich des SpaCals von $153° < \theta < 177.5°$ befinden. Diesen wurden die vollständig rekonstruierten Cluster und die mit Hilfe der PQZP-Informationen rekonstruierten Cluster in jedem Ereignis zugeordnet, die die geringste Abweichung in $x_{e'}$ und $y_{e'}$ besitzen. Eine solche Zuordnung ist nötig, da auch die Myonen in einem Teil der Ereignisse genügend Energie im SpaCal deponieren, um den IET-Trigger auszulösen, und auf diese Weise mehr als ein Cluster von der vollständigen Rekonstruktion bzw. vom Fast Track Trigger nachgewiesen wird.

Die sich bei Verwendung der genannten Zuordnung für die Clusterkoordinaten ergebende Auflösung ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Das effektive Auflösungsvermögen der auf Grundlage der PQZP-Daten rekonstruierten Clusterkoordinaten ist etwa um einen Faktor fünf schlechter als das der vollständig rekonstruierten.
Die Werte für das Auflösungsvermögen σ_{eff} und die Rekonstruktionseffizienzen ϵ sind in Tabelle 4.3 angegeben. ϵ ist dabei gleich dem Quotient der Anzahl der vom IET-Trigger bzw. der vollständigen Rekonstruktion nachgewiesenen Cluster und der Anzahl der gene-



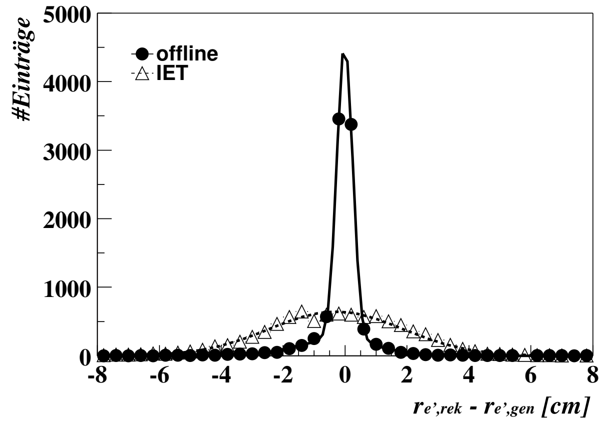


Abbildung 4.8: *Auflösung der rekonstruierten Clusterparameter $x_{e',rek}$ (a), $y_{e',rek}$ (b) und $r_{e',rek}$ (c) für den IET-Trigger und die vollständige Rekonstruktion relativ zu den generierten Clusterkoordinaten $x_{e',gen}$, $y_{e',gen}$ und $r_{e',gen}$. Zur Erstellung der dargestellten Histogramme wurde das Elektroproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

rierten Cluster.
Die Ergebnisse für den IET-Trigger sind durch den großen Abstand der Cluster-Bits bedingt. Führt man eine Ortsmessung in einer Dimension mit einem Detektor der Granularität $d_\perp = 8.1\,\mathrm{cm}$ durch, erwartet man, unter Annahme einer Gleichverteilung der Ereignisse, eine Standardabweichung σ der Größe

$$\sigma = \frac{d_\perp}{\sqrt{12}} = 2.3\,\mathrm{cm}$$

erwarten. Dieser Wert ist mit dem beobachteten Wert von $\sigma = 2.0\,\mathrm{cm}$ im Einklang, ins-

Datensatz	Parameter	$\sigma_{eff,offline}$	$\sigma_{eff,IET}$	$\epsilon_{offline}$	ϵ_{IET}
MC *ep*	$x_{e'}$	0.4 cm	2.0 cm	99.5%	98.7%
	$y_{e'}$	0.4 cm	2.0 cm		
	$r_{e'}$	0.4 cm	2.2 cm		

Tabelle 4.3: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die Clusterkoordinaten und Rekonstruktionseffizienz ϵ der vollständigen Rekonstruktion bzw. des IET-Triggers relativ zu den generierten Clustern für das Elektroproduktions-Monte-Carlo.*

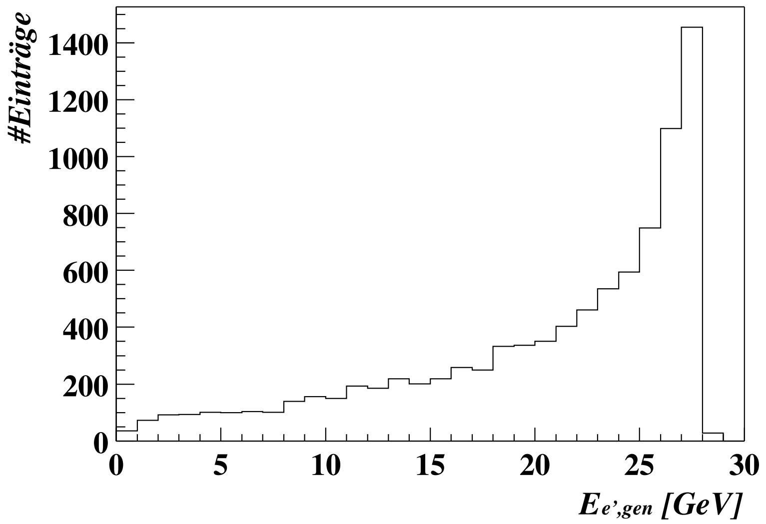


Abbildung 4.9: *Generiertes Energiespektrum der gestreuten Elektronen.*

besondere wenn man berücksichtigt, daß die Clusterposition durch Mittelung über die Ortskoordinaten mehrerer Cluster-Bits bestimmt wird.

Das generierte Energiespektrum der gestreuten Elektronen ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Aufgrund ihrer hohen Energie kann die Flugbahn der Elektronen durch eine Gerade genähert werden. Ist die Energie der gestreuten Elektronen $E_{e'}$ bekannt und vernachlässigt man ihre Masse, so können die Spurparameter $\phi_{e'}$, $\theta_{e'}$ und $p_{t,e'}$ (s. Abbildung 4.10) der

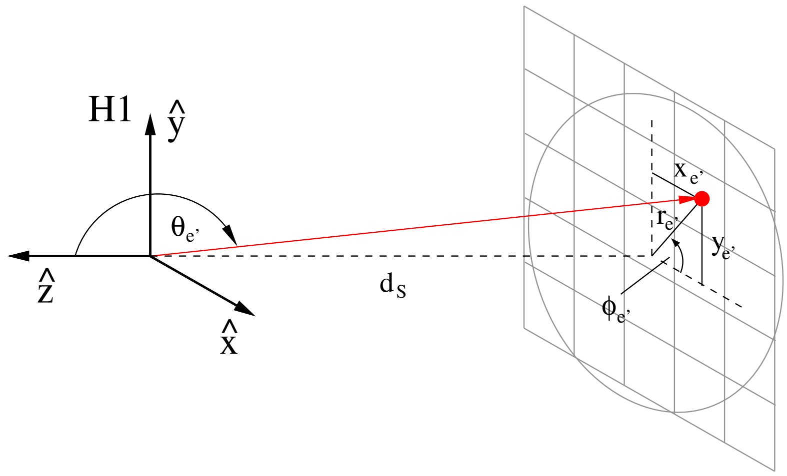
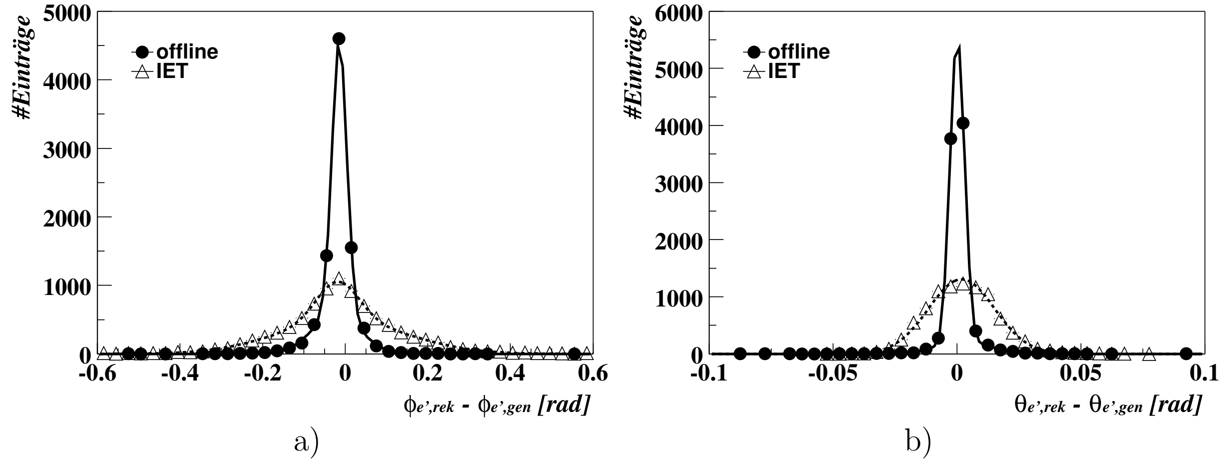


Abbildung 4.10: *Definition der Clusterkoordinaten und Spurparameter des gestreuten Elektrons im H1-Koordinatensystem. Angedeutet sind die Konturen des SpaCals und der LIET-Bereiche.*

gestreuten Elektronen unter Verwendung der folgenden Beziehungen berechnet werden:

$$
\begin{aligned}
\sin \phi_{e'} &= \frac{y_{e'}}{r_{e'}}, \\
\theta_{e'} &= \pi - \arctan \frac{r_{e'}}{d_S}, \\
p_{t,e'} &= E_{e'} \sin \theta_{e'}.
\end{aligned}
\tag{4.6}
$$

Die Größe d_S bezeichnet dabei den Abstand des SpaCals vom Ursprung des H1-Koordinatensystems. Bei der Berechnung von $\phi_{e'}$ muß für die verschiedenen Quadranten in der xy-Ebene eine Fallunterscheidung vorgenommen werden.



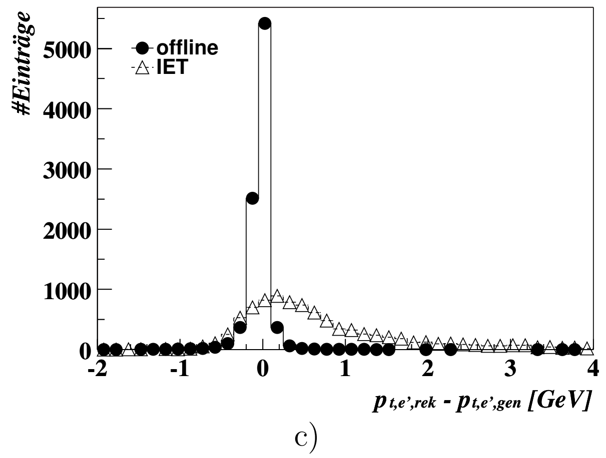


Abbildung 4.11: *Auflösung der rekonstruierten Spurparameter des gestreuten Elektrons $\phi_{e',rek}$ (a), $\theta_{e',rek}$ (b) und $p_{t,e',rek}$ (c) für den IET-Trigger und die vollständige Rekonstruktion relativ zu den generierten Spurparametern $\phi_{e',gen}$, $\theta_{e',gen}$ und $p_{t,e',gen}$. Zur Erstellung der dargestellten Histogramme wurde das Elektroproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

Die Auflösung dieser Spurparameter wurde ebenfalls bestimmt. Dabei wurde zunächst angenommen, daß die Energie des gestreuten Elektrons gleich der Energie des einlaufenden Elektrons ist ($E_{e'} = 27.5\,\mathrm{GeV}$), was für viele Ereignisse einer guten Näherung entspricht (s. Abbildung 4.9). Die Ergebnisse kann man Abbildung 4.11 und Tabelle 4.4 entnehmen. Die Annahme bezüglich der Energie des gestreuten Elektrons beeinflußt nur die Rekonstruktion des Transversalimpulses auf Triggerniveau. Sie führt dazu, daß der Transversalimpuls systematisch zu groß rekonstruiert wird. Daher wurden zur Bestimmung des

Daten-satz	Para-meter	$\sigma_{eff,offline}$	$\sigma_{eff,IET}$	$\epsilon_{offline}$	ϵ_{IET}
MC *ep*	$\phi_{e'}$	23 mrad	98 mrad	99.5%	98.7%
	$\theta_{e'}$	3 mrad	13 mrad		
	$p_{t,e'}$	0.16 GeV	1.24 GeV		

Tabelle 4.4: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die Spurparameter des gestreuten Elektrons und Rekonstruktionseffizienz ϵ der vollständigen Rekonstruktion bzw. des IET-Triggers relativ zu den generierten Parametern für das Elektroproduktions-Monte-Carlo.*

Auflösungsvermögens für den Transversalimpuls keine gaußförmige Verteilung an die Daten angepaßt, sondern stattdessen die mittlere quadratische Abweichung berechnet. Der relative Unterschied im Auflösungsvermögen zwischen vollständiger Rekonstruktion und IET-Trigger ist für $\phi_{e'}$ und $\theta_{e'}$ kleiner als für $p_{t,e'}$.

Um die Auflösung der Clusterkoordinaten und Spurparameter der gestreuten Elektronen auf Triggerniveau relativ zur vollständigen Rekonstruktion für reale Ereignisse zu bestimmen, wird der Datensatz mit Ereignissen betrachtet, die während eines Minimum Bias Runs im Jahr 1997 aufgezeichnet wurden. Da der hadronische Endzustand dieser Ereignisse beliebig ist, kann es vorkommen, daß neben dem gestreuten Elektron andere Teilchen Energie im SpaCal deponieren. Aus diesem Grund wird als Referenz in jedem Ereignis das Cluster der vollständigen Rekonstruktion mit der höchsten Energiedeposition verwendet. Diesem wird das mit Hilfe des Clusteralgorithmus auf Triggerniveau bestimmte Cluster zugeordnet, das die geringste Abweichung in den Koordinaten $x_{e'}$ und $y_{e'}$ besitzt.
Auch im Fall des zum Vergleich analysierten Elektroproduktions-Monte-Carlo wird das Cluster mit der höchsten Energiedeposition als Ausgangspunkt für die Analyse gewählt. Hier können in Rückwärtsrichtung gestreute Zerfallsmyonen für zusätzliche Energiedepositionen im SpaCal sorgen.
Es werden nur solche Ereignisse bei der Analyse verwendet, in denen sich das Referenzcluster der vollständigen Rekonstruktion im Akzeptanzbereich des SpaCals befindet. Im Datensatz des Minimum Bias Run sind auch Ereignisse enthalten, bei denen nur Teilchen des hadronischen Endzustandes und nicht das gestreute Elektron Energie im SpaCal deponieren. Diese Ereignisse werden weitestgehend durch die Forderung verworfen, daß die größte Energiedeposition mindestens 10 GeV beträgt. Betrachtet man das generierte Energiespektrum der gestreuten Elektronen in Abbildung 4.9, so ist zu erkennen, daß auf diese Weise nur ein sehr geringer Teil der von gestreuten Elektronen verursachten Cluster verworfen wird. Auf das Elektroproduktions-Monte-Carlo wurde der gleiche Schnitt angewendet.
Die Ergebnisse der Auflösungsstudien für beide Datensätze sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt. Während die Rekonstruktionseffizienzen gut übereinstimmen, ist zu erkennen, daß sich im Fall des Minimum Bias Runs für den Azimutwinkel ϕ ein deutlich schlechteres Auflösungsvermögen ergibt als für die Monte Carlo Ereignisse. Da die Topologie der Ereignisse in beiden Datensätzen verschieden ist, wurde daher untersucht, ob sich auch die für die Elektronkandidaten charakteristischen Verteilungen der Energie und des Polarwin-

Datensatz	Parameter	σ_{eff}	ϵ
MC *ep*	$x_{e'}$	1.9 cm	100%
	$y_{e'}$	1.9 cm	
	$r_{e'}$	2.2 cm	
	$\phi_{e'}$	106 mrad	
	$\theta_{e'}$	13 mrad	
	$p_{t,e'}$	0.89 GeV	
Minimum Bias	$x_{e'}$	2.4 cm	98.9%
	$y_{e'}$	2.4 cm	
	$r_{e'}$	2.8 cm	
	$\phi_{e'}$	160 mrad	
	$\theta_{e'}$	17 mrad	
	$p_{t,e'}$	0.82 GeV	

Tabelle 4.5: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die Clusterkoordinaten bzw. Spurparameter des gestreuten Elektrons und Rekonstruktionseffizienz ϵ des IET-Triggers relativ zur vollständigen Rekonstruktion für das Elektroproduktions-Monte-Carlo und den Datensatz des Minimum Bias Runs.*

kels unterscheiden. Sowohl für diese als auch für die Verteilung der Multiplizität der vom IET-Trigger nachgewiesenen Cluster und der Anzahl der Cluster-Bits pro Cluster konnte kein Unterschied festgestellt werden, der die obige Diskrepanz erklären könnte.

Wie Abbildung 4.9 zeigt, stellt die Annahme $E_{e'} = 27.5\,\mathrm{GeV}$ für einen großen Teil der Elektronen eine grobe Näherung dar. Im folgenden wird daher versucht, die Energie des gestreuten Elektrons mit Hilfe der Impulse der Zerfallsmyonen zu rekonstruieren. Es wird dabei ausgenutzt, daß aufgrund der Impulserhaltung die Summe der Differenz von Energie und z-Komponente des Impulses aller Teilchen i im Anfangszustand gleich der Summe aller Teilchen f im Endzustand sein muß:

$$2E_e = \sum_i (E_i - p_{z,i}) = \sum_f (E_f - p_{z,f}).$$

Dabei bezeichnet E_e die Energie des einlaufenden Elektrons. Für ein Ereignis, in dem ein Vektormeson elastisch erzeugt wird und in zwei Myonen zerfällt, folgt damit unter Vernachlässigung des Transversalimpulses des gestreuten Protons:

$$E_{e'} \approx \frac{1}{1-\cos\theta_{e'}} \left(2E_e - (E_{\mu^+} - p_{z,\mu^+}) - (E_{\mu^-} - p_{z,\mu^-})\right). \tag{4.7}$$

Um zu untersuchen, ob sich durch Ausnutzung der $(E - p_z)$-Informationen tatsächlich eine Verbesserung der Auflösung des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons erreichen läßt, wurde erneut das Elektroproduktions-Monte-Carlo betrachtet. Es wurden solche Ereignisse selektiert, in denen die generierten Spuren von Zerfallsmyonen und gestreutem Elektron im Akzeptanzbereich des FTTs bzw. des SpaCals liegen. Ferner wurde verlangt,

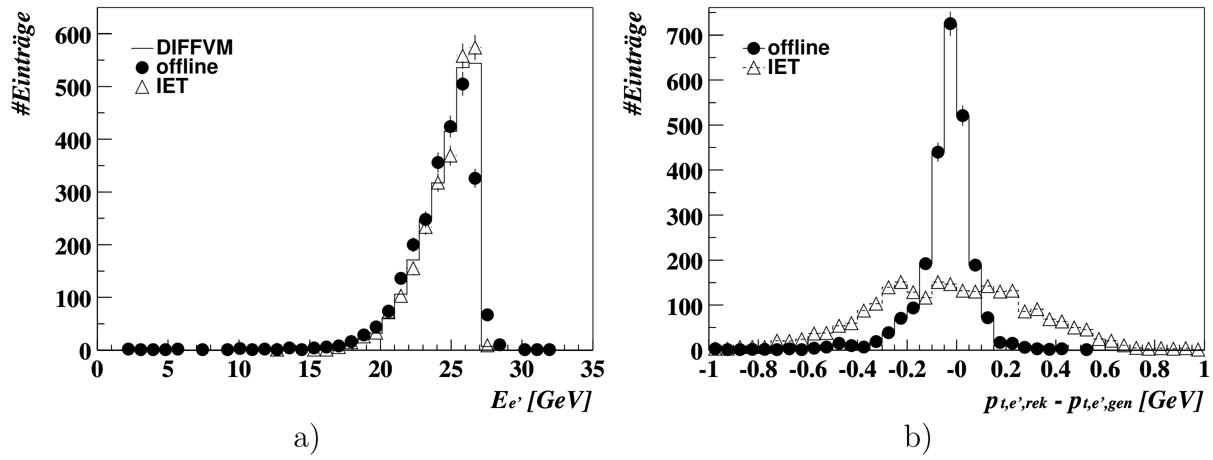


Abbildung 4.12: *Im Teil a) der Abbildung sind das generierte und das vollständig rekonstruierte Energiespektrum des gestreuten Elektrons dargestellt, sowie das auf der Grundlage des IET-Triggers unter Verwendung der ($E - p_z$)-Informationen bestimmte Energiespektrum. Der Teil b) der Abbildung zeigt die Auflösung des rekonstruierten Transversalimpulses $p_{t,e',rek}$ des gestreuten Elektrons für die vollständige Rekonstruktion und den IET-Trigger relativ zum generierten Transversalimpuls $p_{t,e',gen}$, wobei ebenfalls die ($E - p_z$)-Informationen ausgenutzt wurden. Zur Erstellung der Histogramme wurde das Elektroproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

daß es einen vom Fast Track Trigger rekonstruierten J/Ψ-Kandidaten gibt. Die zu diesem Kandidaten gehörigen Spuren wurden dazu verwendet, die Energie des gestreuten Elektrons zu bestimmen. Der Streuwinkel des Elektrons wurde dabei den Informationen des IET-Triggers entnommen.

Abbildung 4.12 a) zeigt das sich auf diese Weise ergebende Energiespektrum zusammen mit dem generierten und dem vollständig rekonstruierten Spektrum. In Abbildung 4.12 b) ist die daraus resultierende Auflösung des Transversalimpulses dargestellt. Das unter Verwendung der ($E - p_z$)-Informationen bestimmte Energiespektrum stimmt mit dem generierten sehr gut überein. Auch die Auflösung des Transversalimpulses hat sich gegenüber der Annahme, daß die Energie des auslaufenden Elektrons gleich der des einlaufenden ist, deutlich verbessert. Die mittlere quadratische Abweichung beträgt $\sigma_{p_{t,e'}} = 0.32\,\mathrm{GeV}$ im Vergleich zu einem Wert von $\sigma_{p_{t,e'}} = 1.24\,\mathrm{GeV}$, den man unter der genannten Annahme erhält (s. Tabelle 4.4). Der verbleibende Unterschied zum Auflösungsvermögen der vollständigen Rekonstruktion ist auf Ungenauigkeiten bei der Rekonstruktion von $\theta_{e'}$ zurückzuführen (s. Gleichungen 4.6). Dies scheint zunächst widersprüchlich zu sein, da $\theta_{e'}$ auch zur Berechnung der Energie des gestreuten Elektrons benötigt wird (s. Gleichung 4.7). Da die Polarwinkelverteilung des gestreuten Elektrons aber ein Maximum bei $\theta_{e'} = 180°$ besitzt, hat ein Fehler der Polarwinkelrekonstruktion nur eine sehr geringe Abweichung für den Wert von $\cos\theta_{e'}$ zur Folge, da gemäß Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz gilt:

$$\sigma_{\cos\theta_{e'}} = |\sin\theta_{e'}| \cdot \sigma_{\theta_{e'}}.$$

Hier bezeichnen $\sigma_{\theta_{e'}}$ den Fehler der Polarwinkelrekonstruktion und $\sigma_{\cos\,\theta_{e'}}$ den Fehler der Messung von $\cos\,\theta_{e'}$. Im Gegensatz dazu ist der Fehler des Ausdruckes $\sin\theta_{e'}$, der in die Berechnung des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons eingeht (s. Gleichungen 4.6), in diesem Polarwinkelbereich maximal:

$$\sigma_{\sin\,\theta_{e'}} \;=\; |\cos\theta_{e'}| \cdot \sigma_{\theta_{e'}} .$$

Aufgrund der deutlichen Verbesserung der Auflösung des Transversalimpulses wird die Energie des gestreuten Elektrons im folgenden mit Hilfe der $(E - p_z)$-Informationen bestimmt.

4.3 Rekonstruktion von invarianter Masse und t

Mit den Spurparametern der Zerfallsmyonen und des gestreuten Elektrons stehen alle Informationen zur Verfügung, um die invariante Masse und die Mandelstam-Variable t sowohl in Photo- als auch in Elektroproduktionsereignissen zu bestimmen. Zur Berechnung der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ benötigt man die Impulse $\vec{p}_{\mu^+}$ und $\vec{p}_{\mu^-}$ der Spuren der beiden Myonkandidaten:

$$M_{\mu\mu} \;\approx\; \sqrt{2|\vec{p}_{\mu^+}||\vec{p}_{\mu^-}| - 2\vec{p}_{\mu^+}\cdot\vec{p}_{\mu^-}}$$

Dabei wurde das Quadrat der Masse der Zerfallsmyonen gegenüber dem Quadrat des Betrages ihres Impulses vernachlässigt. Auch die Gleichungen zur Berechnung von t seien hier noch einmal angegeben:

$$\begin{aligned} \text{Photoproduktion:} \quad t &\approx -\left(\vec{p}_{t,\mu^+} + \vec{p}_{t,\mu^-}\right)^2 \\ \text{Elektroproduktion:} \quad t &\approx -\left(\vec{p}_{t,e'} + \vec{p}_{t,\mu^+} + \vec{p}_{t,\mu^-}\right)^2 . \end{aligned}$$

Die Mandelstam-Variable t ist also grundsätzlich negativ.

In Photoproduktionsereignissen können sowohl die invariante Masse als auch die Mandelstam-Variable t allein mit Hilfe der Parameter der Spuren der beiden Myonkandidaten berechnet werden. Die Abbildungen 4.13 a) und b) zeigen die Verteilungen beider Variablen für die generierten, die vollständig rekonstruierten und die vom Fast Track Trigger rekonstruierten J/Ψ-Kandidaten. In den Abbildungen 4.13 c) und d) sind die zugehörigen Auflösungen relativ zu den generierten Variablen dargestellt. Hierbei wurden nur solche Ereignisse des Monte Carlo Datensatzes selektiert, bei denen sich beide generierten Myonspuren innerhalb des Polarwinkelakzeptanzbereiches des FTTs befinden. Als J/Ψ-Kandidaten wurden diejenigen 2-Spur-Kombinationen akzeptiert, deren invariante Masse in einem Intervall von $\Delta M = 0.5\,\mathrm{GeV}$ um die nominelle J/ψ-Masse liegt. An die Spektren der invarianten Masse der vollständigen Rekonstruktion und des FTTs wurde die Summe zweier Gaußfunktionen (s. Gleichung 4.1) angepaßt, um das Maximum zu bestimmen. Mit einem Wert von $M_{\mu\mu} = 3.10\,\mathrm{GeV}$ haben beide Verteilungen ihr Maximum nahe der nominellen J/Ψ-Masse $M_{J/\Psi} = 3.097\,\mathrm{GeV}$ [2]. Auch die t-Verteilung wird bei der Rekonstruktion durch den FTT gut beschrieben.

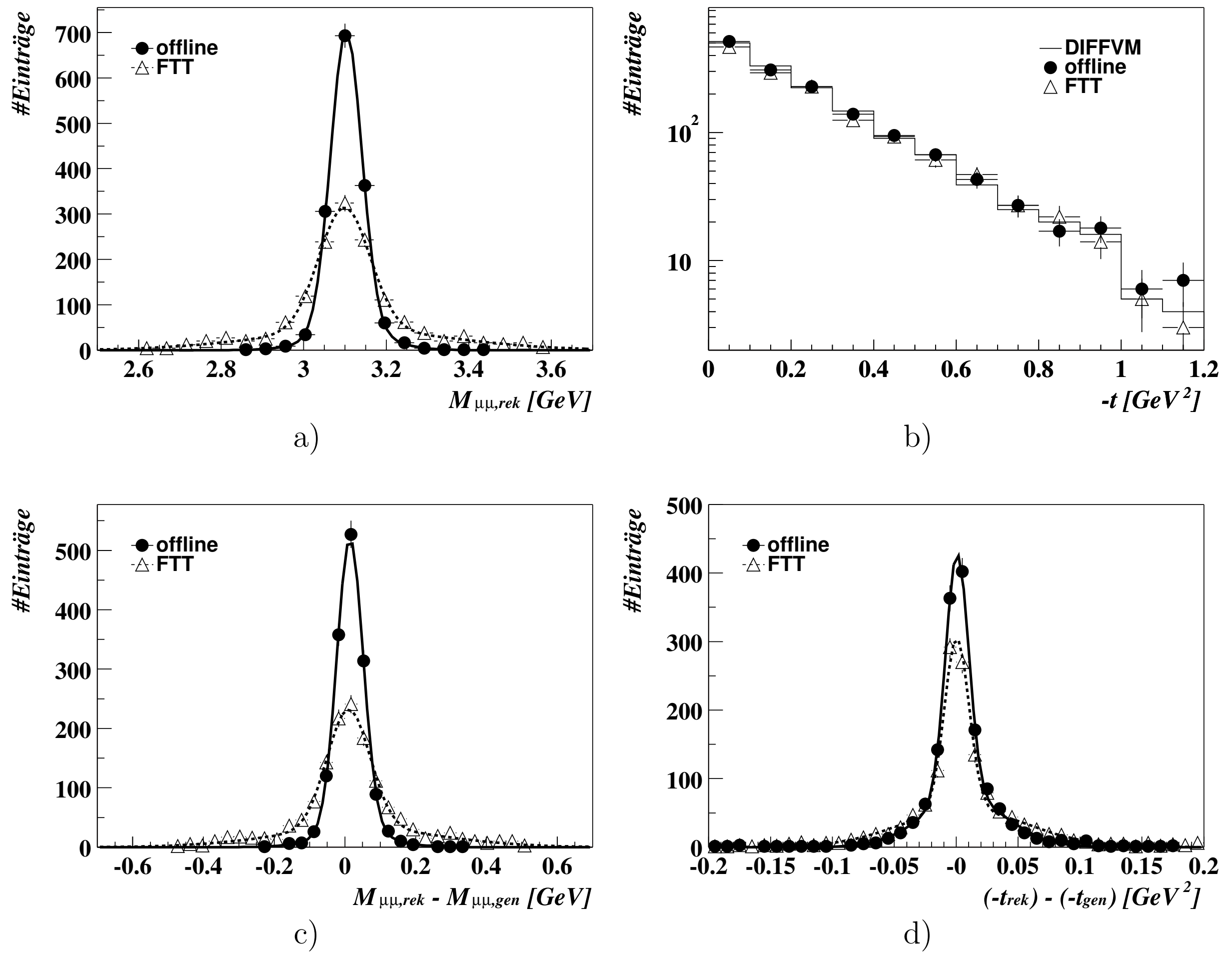


Abbildung 4.13: *Der obere Teil der Abbildung zeigt die Verteilung der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ (a) und der Mandelstam-Variablen t (b) der generierten, der vollständig rekonstruierten und der vom FTT nachgewiesenen J/Ψ-Kandidaten. Im unteren Teil der Abbildung ist die Auflösung der rekonstruierten invarianten Masse $M_{\mu\mu,rek}$ (c) und der Mandelstam-Variablen t_{rek} (d) für den FTT und die vollständige Rekonstruktion relativ zu den generierten Variablen $M_{\mu\mu,gen}$ und t_{gen} dargestellt. Zur Erstellung der Histogramme wurde das Photoproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

Die Werte für das effektive Auflösungsvermögen sind in Tabelle 4.6 angegeben. Ebenfalls aufgeführt ist die Rekonstruktionseffizienz für J/Ψ-Vektormesonen. Diese ist als Quotient der Anzahl der von der vollständigen Rekonstruktion bzw. vom Fast Track Trigger nachgewiesenen J/Ψ-Kandidaten und der Anzahl der generierten J/Ψ-Mesonen im betrachteten Akzeptanzbereich definiert. Das Auflösungsvermögen in t ist für die vollständige Rekonstruktion und den FTT vergleichbar, für die invariante Masse unterscheidet es sich etwa um einen Faktor zwei. Dies ist plausibel, da zur Berechnung von t nur die Spurparameter ϕ und p_t benötigt werden, während bei der Bestimmung der invarianten Masse auch θ eingeht. Bei der Analyse der Spurparameter wurde aber bereits gezeigt, daß das Auflösungsvermögen des FTTs in θ um eine Größenordnung von dem der vollständigen

Daten-satz	Para-meter	$\sigma_{eff,offline}$	$\sigma_{eff,FTT}$	$\epsilon_{offline}$	ϵ_{FTT}
MC γp	$M_{\mu\mu}$ t	40 MeV 0.013 GeV^2	84 MeV 0.017 GeV^2	99.9%	94.5%

Tabelle 4.6: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die invariante Masse bzw. die Mandelstam-Variable t und Rekonstruktionseffizienz ϵ der vollständigen Rekonstruktion bzw. des Fast Track Triggers relativ zu den generierten Variablen für das Photoproduktions-Monte-Carlo.*

Rekonstruktion abweicht, während es für ϕ und p_t vergleichbar groß ist.

Im Fall der Elektroproduktion benötigt man zur Bestimmung der Mandelstam-Variablen t zusätzlich zu den Spurparametern der Myonen die des gestreuten Elektrons. Es wurden für das Elektroproduktions-Monte-Carlo die gleichen Untersuchungen vorgenommen wie für das Photoproduktions-Monte-Carlo. Allerdings wurde zusätzlich zum Akzeptanzschnitt für die Myonen gefordert, daß das generierte Elektron in den Akzeptanzbereich des SpaCals gestreut wird. Wie bereits erwähnt, kann es vorkommen, daß das gestreute Elektron in den Akzeptanzbereich der CJC gelangt und die vollständige Rekonstruktion bzw. der Fast Track Trigger mehr als einen J/Ψ-Kandidaten im Intervall $\Delta M = 0.5\,\mathrm{GeV}$ um die nominelle J/Ψ-Masse nachweisen. Aus diesem Grund wurde dem generierten J/Ψ-Meson für jedes Ereignis der J/Ψ-Kandidat der vollständigen Rekonstruktion bzw. des FTTs zugeordnet und zur Analyse verwendet, der die geringste Abweichung in der invarianten Masse und der Mandelstam-Variablen t besitzt.
Die Ergebnisse der Untersuchung für die Elektroprodukionsereignisse kann man Abbildung 4.14 und Tabelle 4.7 entnehmen. Für die Auflösung der invarianten Masse erwartet man das gleiche Verhalten wie für die Photoproduktionsereignisse, da ihre Rekonstruktion auf die gleiche Weise erfolgt. Dieses beobachtet man auch. Die vom FTT rekonstruierte t-Verteilung ist gegenüber der generierten und vollständig rekonstruierten im Gegensatz zum Fall der Photoproduktion jedoch deutlich verschmiert. Aufgrund des exponentiellen Abfalls der Verteilung mit $|t|$ gibt es mehr Ereignisse, in denen der Wert für $|t|$ vom FTT zu groß rekonstruiert wird, als solche, in denen er zu klein rekonstruiert wird, wie in Ab-

Daten-satz	Para-meter	$\sigma_{eff,offline}$	$\sigma_{eff,FTT}$	$\epsilon_{offline}$	ϵ_{FTT}
MC ep	$M_{\mu\mu}$ t	46 MeV 0.14 GeV^2	97 MeV 0.35 GeV^2	99.8%	94.9%

Tabelle 4.7: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die invariante Masse bzw. die Mandelstam-Variable t und Rekonstruktionseffizienz ϵ der vollständigen Rekonstruktion bzw. des Fast Track Triggers relativ zu den generierten Variablen für das Elektroproduktions-Monte-Carlo.*

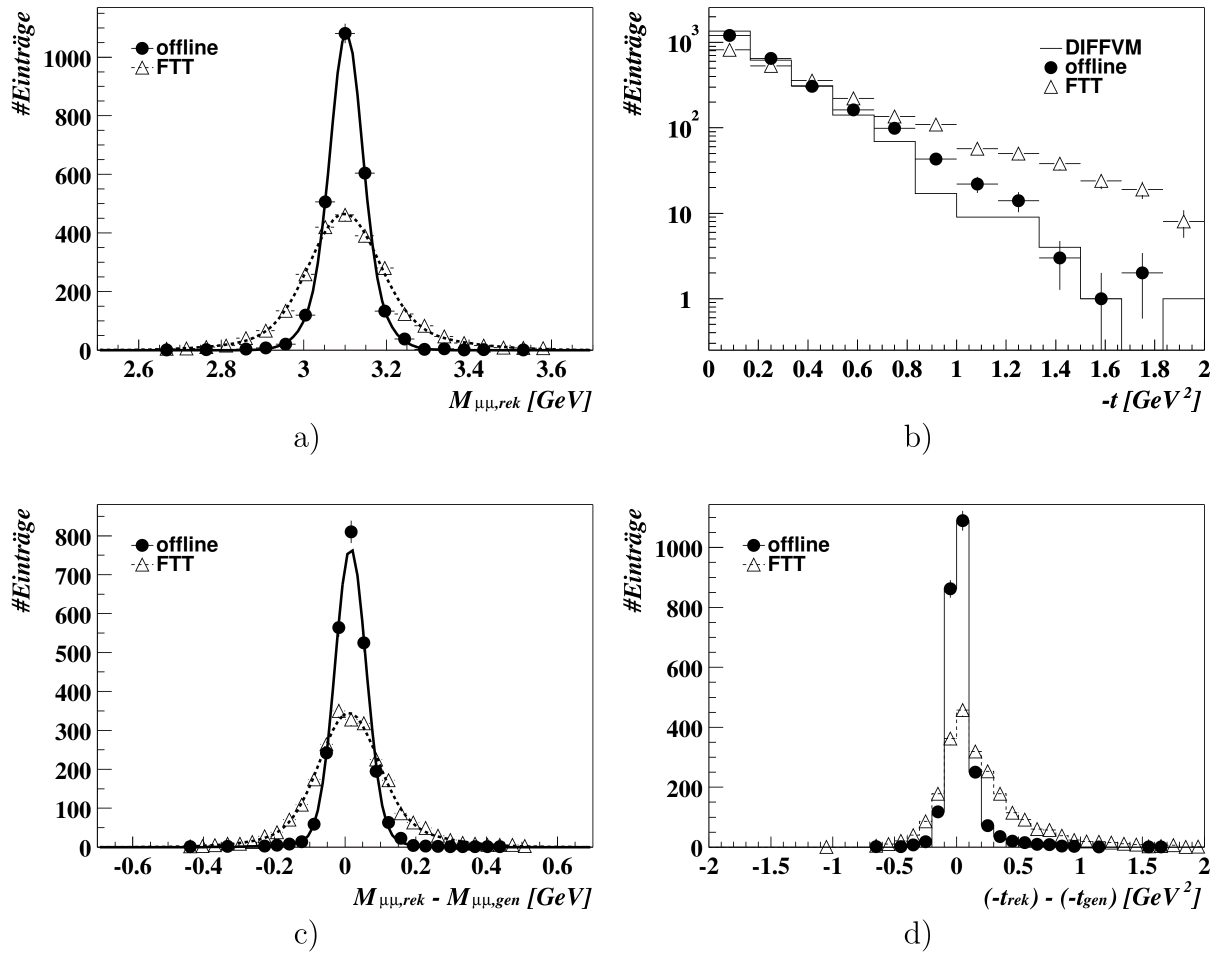


Abbildung 4.14: *Der obere Teil der Abbildung zeigt die Verteilung der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ (a) und der Mandelstam-Variablen t (b) der generierten, der vollständig rekonstruierten und der vom FTT nachgewiesenen J/Ψ-Kandidaten. Im unteren Teil der Abbildung ist die Auflösung der rekonstruierten invarianten Masse $M_{\mu\mu,rek}$ (c) und der Mandelstam-Variablen t_{rek} (d) für den FTT und die vollständige Rekonstruktion relativ zu den generierten Variablen $M_{\mu\mu,gen}$ und t_{gen} dargestellt. Zur Erstellung der Histogramme wurde das Elektroproduktions-Monte-Carlo verwendet.*

bildung 4.14 d) zu sehen ist. Deshalb wird bei der Bestimmung des Auflösungsvermögens für t die mittlere quadratische Abweichung berechnet, statt die Summe zweier Gaußfunktionen anzupassen. Das Auflösungsvermögen des Fast Track Triggers unterscheidet sich von dem der vollständigen Rekonstruktion etwa um einen Faktor drei. Dies ist auf die Ungenauigkeit der Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons zurückzuführen.

Schließlich wurde die Auflösung des FTTs für die invariante Masse und die Mandelstam-Variable t relativ zur vollständigen Rekonstruktion bestimmt. Es wurden sowohl die beiden Monte Carlo Datensätze als auch der Datensatz mit realen Ereignissen betrachtet. Dabei wurde der J/Ψ-Kandidat der vollständigen Rekonstruktion als Referenz verwendet. Wie im letzten Absatz erläutert, weist die vollständige Rekonstruktion im

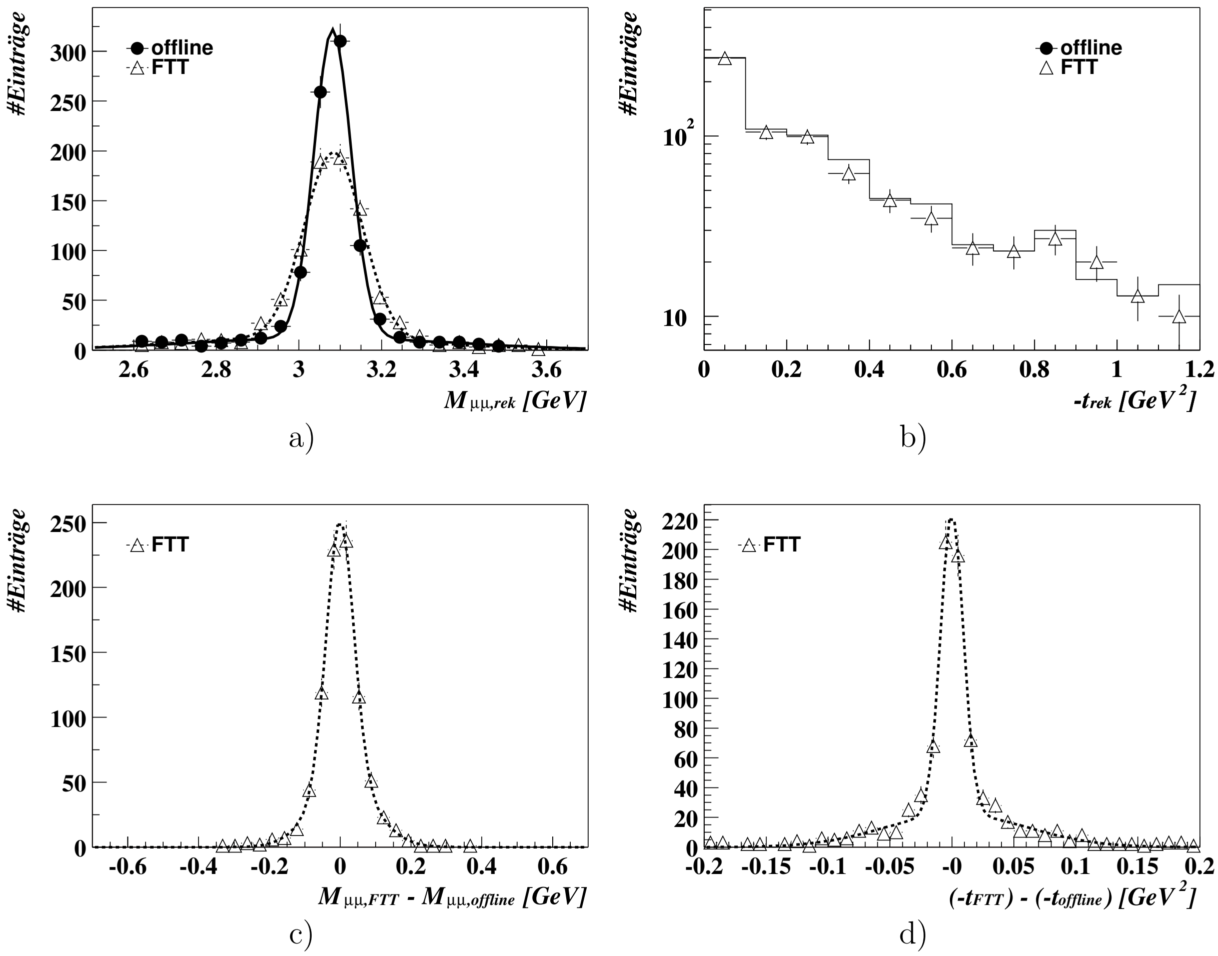


Abbildung 4.15: *Der obere Teil der Abbildung zeigt die Verteilung der invarianten Masse $M_{\mu\mu,rek}$ (a) und der Mandelstam-Variablen t_{rek} (b) der vollständig rekonstruierten und der vom FTT nachgewiesenen J/Ψ-Kandidaten. Im unteren Teil der Abbildung ist die Auflösung der vom Fast Track Trigger bestimmten invarianten Masse $M_{\mu\mu,FTT}$ (c) und der Mandelstam-Variablen t_{FTT} (d) relativ zu den vollständig rekonstruierten Variablen $M_{\mu\mu,offline}$ und $t_{offline}$ dargestellt. Zur Erstellung der Histogramme wurde der Datensatz mit realen Ereignissen verwendet.*

Elektroproduktions-Monte-Carlo in einigen Fällen mehr als einen solchen nach. Der Anteil entsprechender Ereignisse beträgt etwa 1% und wurde bei der Analyse verworfen. Analog zur Analyse der Spurparameter wurden im Fall des Datensatzes mit realen Ereignissen nur Photoproduktionsereignisse analysiert, in denen die vollständige Rekonstruktion zwei Spuren nachgewiesen hat. Ferner wurden für alle Datensätze nur die vollständig rekonstruierten J/Ψ-Kandidaten bei der Untersuchung berücksichtigt, deren zugehörige Spuren sich beide im Akzeptanzbereich des Fast Track Triggers befinden. Für Elektroproduktionsereignisse wurde zusätzlich vom Elektronkandidaten der vollständigen Rekonstruktion verlangt, daß er in den Akzeptanzbereich des SpaCals gestreut wird.
Abbildung 4.15 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung für den Datensatz mit realen Er-

eignissen, Tabelle 4.8 gibt eine Übersicht über das jeweilige effektive Auflösungsvermögen und die Rekonstruktionseffizienz für alle drei Datensätze. Bei Verwendung der Monte Carlo Ereignisse ergibt sich ein deutlich schlechteres Auflösungsvermögen für die invariante Masse als bei Verwendung der Datenereignisse. Betrachtet man den Signalbereich des Massenspektrums für die drei Datensätze (s. Abbildungen 4.13 a, 4.14 a und 4.15 a), so sieht man, daß die Breite des Maximums für die vollständige Rekonstruktion gut übereinstimmt. Dagegen ist das auf Triggerniveau rekonstruierte Maximum für die Monte Carlo Datensätze breiter als für den Datensatz mit realen Ereignissen. Für das Photoproduktions-Monte-Carlo könnte dies dadurch bedingt sein, daß FTTEMU nicht die korrekten x- und y-Koordinaten des Runvertex zur Verfügung stehen. Ferner existieren Unterschiede bei der Behandlung von Monte Carlo Ereignissen und Datenereignissen durch FTTEMU, die zwar nicht prinzipieller Natur sind, jedoch für das schlechtere Auflösungsvermögen bei Verwendung von Monte Carlo Ereignissen verantwortlich sein könnten [67].
Wie die Photoproduktionsereignisse zeigen, stimmen die Rekonstruktionseffizienzen von Daten und Monte Carlo jedoch gut überein. Im Fall der Elektroproduktion kann die mit Hilfe des Monte Carlo Datensatzes bestimmte Rekonstruktionseffizenz nicht anhand von Datenereignissen überprüft werden, da sich unter den Ereignissen des zur Verfügung stehenden Datensatzes nur sehr wenige befinden, die einen Wert für Q^2 aufweisen, der größer als $1\,\mathrm{GeV}^2$ ist. Allerdings haben die Untersuchungen der vorherigen beiden Abschnitte gezeigt, daß die Rekonstruktionseffizienzen für die Spurparameter der Zerfallsmyonen und des gestreuten Elektrons durch den Monte Carlo Datensatz gut beschrieben werden.

Datensatz	Parameter	σ_{eff}	ϵ
MC γp	$M_{\mu\mu}$ t	70 MeV 0.016 GeV^2	94.6%
Daten γp	$M_{\mu\mu}$ t	48 MeV 0.014 GeV^2	95.6%
MC ep	$M_{\mu\mu}$ t	81 MeV 0.36 GeV^2	95.1%

Tabelle 4.8: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die invariante Masse bzw. die Mandelstam-Variable t und Rekonstruktionseffizienz ϵ des Fast Track Triggers relativ zur vollständigen Rekonstruktion für die beiden Monte Carlo Datensätze und den Datensatz mit realen Ereignissen.*

Von den in den letzten drei Abschnitten betrachteten Variablen sollen letztlich der Transversalimpuls p_t der Zerfallsmyonen, die invariante Masse $M_{\mu\mu}$ und die Mandelstam-Variable t zur Ereignisselektion verwendet werden. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß das Auflösungsvermögen von Fast Track Trigger und vollständiger Rekonstruktion für p_t vergleichbar groß ist. Das gleiche gilt für t in Photoproduktion. Die invariante Masse $M_{\mu\mu}$ wird vom Fast Track Trigger etwa um einen Faktor zwei schlechter aufgelöst. Schließlich unterscheidet sich das Auflösungsvermögen des FTTs für die Mandelstam-

Variable t in Elektroproduktion, bedingt durch die Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons, etwa um einen Faktor drei von dem der vollständigen Rekonstruktion. In Anbetracht der Rekonstruktionseffizienzen sollte es also bei geeigneter Wahl der Werte für die Selektionsschnitte möglich sein, J/Ψ-Mesonen mit hoher Effizienz zu identifizieren. Dies gilt insbesondere für Vektormesonen bei hohen $|t|$.

Es ist allerdings zu beachten, daß das Auflösungsvermögen und die Rekonstruktionseffizienz von den Betriebsbedingungen der zentralen Jetkammern abhängen, auf die der Fast Track Trigger keinen Einfluß nehmen kann. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird daher die Sensitivität der Ergebnisse auf die Variation der wichtigsten Einflußgröße in dieser Hinsicht untersucht.

4.4 Sensitivität auf die Betriebsbedingungen der zentralen Jetkammern

Von den Größen, mit deren Hilfe die Betriebsbedingungen der zentralen Jetkammern beschrieben werden können, hat die sogenannte *Single Hit Efficiency* den größten Einfluß auf die vorliegende Analyse. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der die entlang der Spur eines geladenen Teilchens durch Ionisation freiwerdenden Elektronen vom nächstgelegenen Signaldraht nachgewiesen werden. Sie geht als Parameter in die Simulation FTTEMU ein.

Die bisher angegebenen Ergebnisse für das Auflösungsvermögen und die Rekonstruktionseffizienz beruhen alle auf der Annahme, daß die Single Hit Efficiency 95% beträgt. Dieser Wert wurde mit dem DCRϕ-Trigger vor dem Upgrade erreicht [28]. Da für den FTT die gleichen Ausleseschwellen wie für den DCRϕ-Trigger verwendet werden sollen, ist diese Wahl des Wertes für die Single Hit Efficiency sinnvoll. Dennoch soll exemplarisch für den Datensatz mit realen Ereignissen untersucht werden, wie eine Reduktion der Single Hit Efficiency auf 90% die Ereignisrekonstruktion beeinflußt, was einer sehr pessimistischen Abschätzung der Betriebsbedingungen der Jetkammern nach dem Upgrade entspricht. Es wird dazu bezüglich der Spurparameter der Zerfallsmyonen, der invarianten Masse und der Mandelstam-Variablen t die gleiche Analyse wie in den vorangegangenen Abschnitten durchgeführt. Tabelle 4.9 stellt das Auflösungsvermögen und die Rekonstruktionseffizienz für beide Werte der Single Hit Efficiency gegenüber.

Die Reduktion der Single Hit Efficiency der zentralen Jetkammern auf einen Wert von 90% führt dazu, daß die Wahrscheinlichkeit, mit Hilfe des FTTs eine Spur der beiden Zerfallsmyonen nachzuweisen, ebenfalls von etwa 99% auf etwa 94% sinkt. Infolgedessen verringert sich die Rekonstruktionseffizienz für J/Ψ-Mesonen um etwa 10%. Auch das Auflösungsvermögen wird geringfügig schlechter. Dies ist plausibel, da bei sinkender Single Hit Efficiency die Wahrscheinlichkeit steigt, daß der Fast Track Trigger ein Spursegment einer Spur nicht rekonstruiert und daher dem anschließenden Spurfit weniger Stützstellen zur Verfügung stehen.

Sowohl für das Photoproduktions-Monte-Carlo als auch für das Elektroproduktions-

<table>
<tr><th>Para-
meter</th><th>$\sigma_{eff,95\%}$</th><th>$\sigma_{eff,90\%}$</th><th>$\epsilon_{95\%}$</th><th>$\epsilon_{90\%}$</th></tr>
<tr><td>ϕ</td><td>1.1 mrad</td><td>1.2 mrad</td><td rowspan="3">98.6%</td><td rowspan="3">94.2%</td></tr>
<tr><td>θ</td><td>44 mrad</td><td>45 mrad</td></tr>
<tr><td>$1/p_t$</td><td>0.019 GeV^{-1}</td><td>0.022 GeV^{-1}</td></tr>
<tr><td>$M_{\mu\mu}$</td><td>48 MeV</td><td>54 MeV</td><td rowspan="2">95.6%</td><td rowspan="2">86.9%</td></tr>
<tr><td>t</td><td>0.014 GeV^2</td><td>0.016 GeV^2</td></tr>
</table>

Tabelle 4.9: *Effektives Auflösungsvermögen σ_{eff} für die Spurparameter, die invariante Masse und die Mandelstam-Variable t sowie Rekonstruktionseffizienz ϵ des Fast Track Triggers relativ zur vollständigen Rekonstruktion für eine Single Hit Efficiency von* 95% *und* 90%.

Monte-Carlo erwartet man das gleiche Verhalten, da die Rekonstruktionseffizienz für das gestreute Elektron invariant unter Variation der Single Hit Efficiency ist.

Die Ergebnisse der obigen Untersuchungen sollen überprüft werden, indem ausgehend von der Single Hit Efficiency w_{SH} die Wahrscheinlichkeit w_{Tr} berechnet wird, mit der der Fast Track Trigger eine Spur rekonstruiert. Da es sich bei einem Spursegment um eine 3-Hit-Kombination innerhalb einer Triggergruppe handelt, ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit w_{Seg}, ein solches zu finden:

$$w_{Seg} \;=\; w_{SH}^3. \tag{4.8}$$

Beim Spurlinking wird die Koinzidenz von mindestens zwei der insgesamt vier möglichen Spursegmente in den $\kappa\phi$-Histogrammen verlangt. Die Wahrscheinlichkeit w_{Tr} kann daher wie folgt berechnet werden:

$$w_{Tr} \;=\; \sum_{i=2}^{4} \binom{4}{i} w_{Seg}^i (1 - w_{Seg})^{4-i}. \tag{4.9}$$

Bei Anwendung der Gleichungen 4.8 und 4.9 erhält man für eine Single Hit Efficiency von 95% bzw. 90% die Werte 99.0% bzw. 93.7% für die Wahrscheinlichkeit w_{Tr}. Diese befinden sich mit den in Tabelle 4.9 angegebenen Spurrekonstruktionseffizienzen in guter Übereinstimmung. Die Gleichung 4.9 verdeutlicht ebenfalls die Bedeutung der Redundanz, die durch Forderung geschaffen wird, daß nur zwei der insgesamt vier möglichen Spursegmente beim Linking vorhanden sein müssen. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Fast Track Trigger alle vier möglichen Segmente einer Spur rekonstruiert, beträgt für eine Single Hit Efficiency von 90% nur noch etwa 30%.

Kapitel 5

Selektionsvermögen

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß alle zur Selektion von J/Ψ-Vektormesonen benötigten Informationen in Form geeigneter Variablen auf der dritten Stufe des Fast Track Triggers zur Verfügung stehen. Daher wurde der folgende Algorithmus zur späteren Implementierung entwickelt: Für jedes Ereignis werden alle Kombinationen von je zwei vom FTT rekonstruierten Spuren und je einem vom Clusteralgorithmus gefundenen Cluster betrachtet. Falls es im Ereignis eine Kombination gibt, für die

- das Vorzeichen der Krümmung der beiden Spuren unterschiedlich ist,
- der Transversalimpuls beider Spuren oberhalb einer Schwelle $p_{t,cut}$ liegt,
- die invariante Masse der 2-Spur-Kombination M_{tt} innerhalb eines Intervalls $\Delta M = |M_{tt} - M_{J/\Psi}|$ um die nominelle J/Ψ-Masse $M_{J/\Psi}$ liegt,
- und die Mandelstam-Variable t einen Wert kleiner als t_{cut} hat,

so wird das Ereignis akzeptiert. Gibt es keine solche Kombination, wird es verworfen. Ferner ist es möglich, Selektionsschnitte auf

- die maximale Spurmultiplizität $n_{t,max}$ und
- die Multiplizität der SpaCal-Cluster n_c

im Ereignis anzuwenden. Gibt es im Ereignis kein Cluster im SpaCal, wird t allein auf Grundlage der Spuren berechnet.

Der beschriebene Triggeralgorithmus soll dazu verwendet werden, Subtrigger zu validieren, die zur Selektion von Ereignissen mit J/Ψ-Vektormesonen dienen. Auf diese Weise soll die Rate dieser Subtrigger signifikant reduziert werden. Zwei Anforderungen hat der Algorithmus zu erfüllen: Zum einen sollen möglichst viele Ereignisse, die für eine Analyse zur Produktion von J/Ψ-Mesonen von Bedeutung sind, akzeptiert werden, zum anderen sollen so wenig Untergrundereignisse wie möglich akkumuliert werden. Dementsprechend werden im folgenden zwei Gütekriterien analysiert: Die Selektionseffizienz und die Triggerrate.

Zur Bestimmung der Selektionseffizienz wird ein Satz von Ereignissen benötigt, die von einem der zu validierenden Subtrigger akzeptiert wurden. Die Selektionseffizienz gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, daß ein von einer Analyse zur J/Ψ-Produktion selektiertes Ereignis dieses Satzes auch vom entwickelten Triggeralgorithmus akzeptiert wird. Um die Selektionseffizienz des Algorithmus zu ermitteln, geht man daher wie folgt vor: Es wird einer der im vorherigen Kapitel genannten Datensätze verwendet, die Ereignisse zur elastischen J/Ψ-Produktion enthalten. Nach geeigneter Wahl eines Subtriggers ST und von Werten für die *Analyseschnitte* $p_{t,cut,offline}$, $\Delta M_{offline}$, $t_{cut,offline}$, $n_{t,max,offline}$ und $n_{c,offline}$ werden auf der Grundlage der vollständigen Rekonstruktion $N_{J/\Psi}(ST, offline)$ Ereignisse selektiert, die die Bedingungen des Subtriggers ST und die genannten Schnitte passieren. Es wird dann die Anzahl der Ereignisse $N_{J/\Psi}(ST, offline, FTT)$ bestimmt, die darüberhinaus vom entwickelten Algorithmus auf Triggerniveau selektiert werden. Dazu werden entsprechende Werte für die *FTT-Selektionsschnitte* $p_{t,cut,FTT}$, ΔM_{FTT}, $t_{cut,FTT}$, $n_{t,max,FTT}$ und $n_{c,FTT}$ auf Triggerniveau gewählt. Die Selektionseffizienz ϵ_S ist dann definiert als:

$$\epsilon_S \quad = \quad \frac{N_{J/\Psi}(ST, offline, FTT)}{N_{J/\Psi}(ST, offline)}. \tag{5.1}$$

Bevor auf die Berechnung des zweiten Gütekriteriums eingegangen wird, sollen zunächst drei verschiedene Raten definiert werden, die für einen Subtrigger zu unterscheiden sind, der auf einer höheren Triggerstufe validiert wird:

- **L1-Rate:**
  Die L1-Rate ist die Rate, mit der der Subtrigger Ereignisse akzeptiert, falls nur die logische Verknüpfung aller Triggerelemente der ersten Triggerstufe bei der Entscheidung berücksichtigt wird.

- **L2-Rate:**
  Die L2-Rate gibt an, mit welcher Rate der durch ein Triggersubsystem der zweiten Stufe validierte Subtrigger Ereignisse selektiert. Die Validierung wird realisiert, indem die Entscheidung ersten Triggerstufe mit einem Triggerelement der zweiten Stufe durch die logische Operation UND verknüpft wird. Vor dem Upgrade haben die beiden Systeme L2TT und L2NN Triggerelemente auf der zweiten Stufe an die zentrale Triggerlogik geliefert. Nach dem Upgrade stehen ebenfalls die auf der Grundlage der Informationen der zweiten Stufe des Fast Track Triggers gebildeten Triggerelemente zur Verfügung.

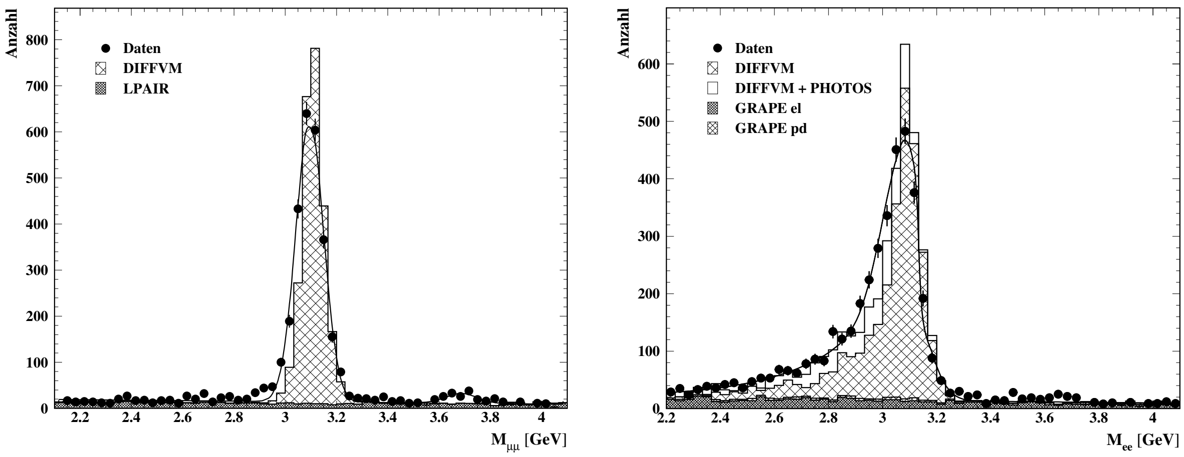
- **L3-Rate:**
  Als L3-Rate wird diejenige Rate bezeichnet, mit welcher der Subtrigger Ereignisse nach einer Validierung auf der zweiten und dritten Triggerstufe akzeptiert. Vor dem Upgrade wurden entsprechende Triggerelemente der dritten Stufe nicht verwendet, da der RISC-Prozessor dieser Stufe nur versuchsweise in Betrieb war. Von der dritten Stufe des Fast Track Triggers werden solche Triggerelemente nach dem Upgrade geliefert. Eines davon soll die Entscheidung des vorgestellten Algorithmus enthalten.

In Verbindung mit geeigneten Triggerelementen der zweite Stufe des FTTs soll der entwickelte Triggeralgorithmus dazu dienen, die L1-Rate von Subtriggern, die zur Selektion von J/Ψ-Vektormesonereignissen verwendet werden, signifikant zu reduzieren. Je geringer die resultierende L3-Rate ist, desto mehr Untergrundereignisse werden verworfen und ein um so geringerer Teil der Bandbreite des H1-Triggersystems wird für den validierten Subtrigger benötigt. Dabei ist gleichzeitig auf eine hohe Selektionseffizienz zu achten.
Um die L3-Rate $R_{FTT,L3}$ des vom Fast Track Trigger validierten Subtriggers zu bestimmen, müssen Ereignisse analysiert werden, die von der ersten Stufe des H1-Triggersystems akzeptiert wurden, wobei die Validierung durch die folgenden Triggerstufen jedoch nicht berücksichtigt wurde. Diese Art von Ereignissen wird in einem sogenannten *Transparent Run* aufgezeichnet. Alle Triggerstufen, mit Ausnahme der ersten, haben in dieser Datennahmeperiode keinen Einfluß auf die Triggerentscheidung. Unter den selektierten Ereignissen befinden sich also noch viele Untergrundereignisse. Für die Ratenbestimmung wird ein Transparent Run aus dem Jahr 1999 verwendet.
Zur Berechnung der Rate $R_{FTT,L3}$ geht man von der L1-Rate $R_{ST,L1}$ des zu validierenden Subtriggers ST aus. Diese multipliziert man mit dem Quotient der Anzahl $N_{J/\Psi}(ST, FTT)$ der Ereignisse, die der durch den FTT validierte Subtrigger akzeptiert hat, und der Anzahl $N_{J/\Psi}(ST)$ der vom Subtrigger auf der ersten Stufe selektierten Ereignisse:

$$R_{FTT,L3} \quad = \quad R_{ST,L1} \cdot \frac{N_{J/\Psi}(ST, FTT)}{N_{J/\Psi}(ST)}. \tag{5.2}$$

Bei der Bestimmung von Selektionseffizienz und Triggerrate sollen solche Subtrigger validiert werden, die bereits vor dem Upgrade zur Selektion von J/Ψ-Ereignissen benutzt wurden. Die Werte für die Analyseschnitte werden wie bei entsprechenden Analysen der H1-Kollaboration gewählt. Zunächst sind also geeignete Subtrigger und Analyseschnitte zu betrachten. Ausgehend von diesen werden dann in den folgenden beiden Abschnitten die FTT-Selektionsschnitte optimiert, um möglichst hohe Selektionseffizienzen ϵ_s und möglichst niedrige Raten $R_{FTT,L3}$ zu erzielen. Die Optimierung wird für elastische Photo- und Elektroproduktionsereignisse getrennt vorgenommen.

Abbildung 5.1 zeigt das Ergebnis einer Analyse zur diffraktiven Photoproduktion von J/Ψ-Vektormesonen in Form des sich ergebenden Spektrums der invarianten Masse sowohl für den Zerfall in zwei Myonen als auch in zwei Elektronen. Bei dieser Analyse wurde der Schnitt $p_{t,offline} > 0.8\,\mathrm{GeV}$ auf den Transversalimpuls der Spuren angewendet, die als Kandidaten für die Zerfallsleptonen in Frage kommen [18]. Dieser Schnitt wird in der Regel auch bei Analysen zur inelastischen J/Ψ-Produktion angewendet [26, 73]. Das betrachtete Massenintervall $2\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu}, M_{ee} \leq 4\,\mathrm{GeV}$ ist mehr als dreimal so breit wie der Signalbereich $2.8\,\mathrm{GeV} \lesssim M_{\mu\mu} \lesssim 3.35\,\mathrm{GeV}$ für den myonischen Zerfall und etwa doppelt so breit wie der Signalbereich $2.5\,\mathrm{GeV} \lesssim M_{ee} \lesssim 3.35\,\mathrm{GeV}$ für den Zerfall in zwei Elektronen. Es ist nötig, ein Massenintervall der Breite 2 GeV zu berücksichtigen, um eine korrekte Abschätzung des Untergrundes vornehmen zu können. Der Signalbereich für den Zerfall in zwei Elektronen ist breiter als der für den myonischen Zerfalls, da die Elektronen Energieverluste durch Bremsstrahlung in den zentralen Spurkammern erfahren, die dazu führen, daß der Signalbereich Ausläufer zu kleineren Massen hin besitzt.



a) b)

Abbildung 5.1: *Spektrum der invarianten Masse für Zwei-Myon- (a) und Zwei-Elektron-Ereignisse (b) der diffraktiven Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen [18]. Neben den Datenpunkten sind auch die Vorhersagen von Monte Carlo Simulationen für beide Fälle dargestellt. Für die Signalregion wurden die Ergebnisse des Generotors DIFFVM [63, 64] verwendet, der für den Zerfall in zwei Elektronen um den Generator PHOTOS [68, 69] erweitert wurde, um die Emission von Bremsstrahlungsphotonen durch die Elektronen zu simulieren. Der nichtresonante Untergrund wird mit Hilfe der Generatoren LPAIR [70] bzw. GRAPE [71, 72] beschrieben.*

Sub-trigger	Definition	$R_{ST,L1}$ [Hz]
S3	`SPCLe_IET` > 2 & `SPCLe_ToF_E_2` & **SPCL_R30**	4
S15	(`Mu_Bar` | `Mu_ECQ`) & `DCRPh_THig` & `zVtx_sig` & **L2**[**5**]	2
S52	`zVtx_Cls` & `DCRPh_TNeg` & `LAr_BR` & `Topo_Mult` < 3 & **L2**[**2**]	2.5
S61	(`SPCLe_IET` > 2 | `SPCLe_IET_Cen_3`) & `DCRPh_THig` & `zVtx_sig`	4

Tabelle 5.1: *Logische Verknüpfung der Triggerelemente auf der ersten und zweiten Stufe und mittlere L1-Rate während der Datennahmeperiode des Jahres 1999 der verwendeten Subtrigger. Die Symbole & und | werden für die logischen Operatoren UND und ODER verwendet. Die Triggerelemente der zweiten Triggerstufe sind durch Fettdruck hervorgehoben. Alle aufgeführten Triggerelemente werden im Anhang erläutert.*

Einige der zur Selektion von J/Ψ-Ereignissen verwendeten Subtrigger sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Neben der logischen Verknüpfung der Triggerelemente auf der ersten und zweiten Stufe, aus denen sich die einzelnen Subtrigger zusammensetzen, ist auch deren mittlere L1-Rate während der Datennahmeperiode 1999 angegeben. Die Subtrigger werden im folgenden beschrieben. Für die genaue Definition der einzelnen Triggerelemente sei auf den Anhang verwiesen.

- **S15**:
  Dieser Subtrigger dient der Selektion von J/Ψ-Photoproduktionsereignissen mit

zwei Myonen im Endzustand. Er verlangt neben einem Signal im zentralen Myonsystem und einem ausgeprägten Maximum im Histogramm des z-Vertex-Triggers mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls von mehr als 800 MeV in den zentralen Jetkammern. Die Triggerentscheidung auf der ersten Stufe wird durch ein neuronales Netz validiert.

- **S52**:
  Zur Selektion von J/Ψ-Photoproduktionsereignissen mit zwei Elektronen im Endzustand wird von diesem Subtrigger eine Energiedeposition im LAr-Kalorimeter mit einem Schnitt auf niedrige Spurmultiplizitäten kombiniert. Zusätzlich wird mindestens eine Spur, die zu einem negativ geladenen Teilchen korrespondiert, verlangt. Auch dieser Subtrigger erfährt eine Validierung durch ein neuronales Netz.

- **S3**:
  Mit Hilfe dieses Subtriggers werden Elektroproduktionsereignisse selektiert. Er akzeptiert Ereignisse, in denen die gesamte im elektromagnetischen Teil des SpaCals deponierte Energie 12 GeV übersteigt und für ein Cluster-Bit die Energieschwelle $E_{CB,2}$ überschritten wird. Der zentrale LIET-Bereich wird dabei nicht berücksichtigt. Durch ein Triggerelement des topologischen Triggers L2TT wird die Entscheidung der ersten Triggerstufe validiert.

- **S61**:
  Auch dieser Trigger dient der Selektion von Elektroproduktionsereignissen. Er fordert eine Energiedeposition im SpaCal, den Nachweis einer Spur mit einem Transversalimpuls von mehr als 800 MeV in den zentralen Jetkammern und ein ausgeprägtes Maximum im Histogramm des z-Vertex-Triggers.

Die beiden Subtrigger S3 und S61 verlangen eine Energiedeposition im SpaCal, um Kandidaten für das gestreute Elektron zu identifizieren. An die Identität weiterer Teilchen stellen sie keine Forderungen. Sie können daher gleichermaßen zur Selektion von Elektroproduktionsereignissen verwendet werden, in denen das J/Ψ-Meson in zwei Myonen bzw. zwei Elektronen zerfällt. Es ist bei der Betrachtung der Definition der Subtrigger zu beachten, daß die Triggerelemente der zweiten Triggerstufe für den zur Ratenbestimmung verwendeten Transparent Run nicht aktiv waren, bei der Aufzeichnung des Datensatzes mit realen Ereignissen allerdings schon.

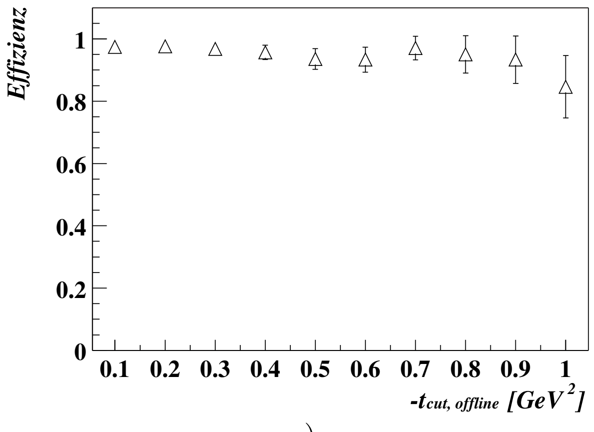
Verwendet man die in Tabelle 5.1 angegebene mittlere L1-Rate $R_{ST,L1}$ des jeweiligen Subtriggers während des Jahres 1999, so kann man unter Anwendung von Gleichung 5.2 die Rate $R_{FTT,L3}$ bestimmen, mit der der vom Fast Track Trigger validierte Subtrigger vor dem Upgrade Ereignisse akzeptiert hätte. Soll auf die erwarteten Verhältnisse nach dem Upgrade extrapoliert werden, so ist $R_{FTT,L3}$ mit einem Faktor fünf, der dem Zuwachs an Luminosität entspricht, zu multiplizieren. Dabei handelt es sich allerdings lediglich um eine grobe Abschätzung, da nicht bekannt ist, wie sich die Untergrundrate mit der Luminosität ändert. Wie bereits erwähnt, darf auch nach dem Upgrade die maximale Eingangsrate der vierten Triggerstufe von 50 Hz nicht überschritten werden. Um dies zu gewährleisten, sollte die L3-Rate eines Subtriggers 1 Hz nicht wesentlich überschreiten.

Dies bedeutet, daß die Rate $R_{FTT,L3}$ des vom Fast Track Trigger auf der Grundlage des entwickelten Triggeralgorithmus validierten Subtriggers, die sich auf die Zeit vor dem Upgrade bezieht, nach Möglichkeit nicht größer als 0.2 Hz sein sollte.

Bei der Bestimmung der Selektionseffizienz ϵ_S werden wie bei den Auflösungsstudien Photo- und Elektroproduktionsereignisse durch Schnitte auf $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ bzw. $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ selektiert. Es werden wiederum Bereiche defekter Drähte in den zentralen Jetkammern für den Zeitraum von der Analyse ausgeschlossen, in dem der Defekt aufgetreten ist. Ferner werden nur solche Spur- und Clusterkandidaten berücksichtigt, deren Polarwinkel im Akzeptanzbereich des FTTs bzw. des SpaCals liegen.

5.1 Photoproduktion

Zur Untersuchung der Selektionseffizienz für Photoproduktionsereignisse stehen der entsprechende Monte Carlo Datensatz und der Datensatz mit realen Ereignissen zur Verfügung. Letzterer enthält einen geringen Anteil von Ereignissen, in denen das Proton dissoziiert. In seinem Fall werden nur Ereignisse mit zwei vollständig rekonstruierten Spuren berücksichtigt. Damit ist gewährleistet, daß zur Bestimmung der Selektionseffizienz nur Kandidaten für elastisch produzierte J/Ψ-Mesonen verwendet werden, die in zwei Myonen zerfallen. Als zu validierender Subtrigger wird S15 betrachtet, da dieser zur Selektion von Photoproduktionsereignissen dient, deren Endzustand Myonen enthält.



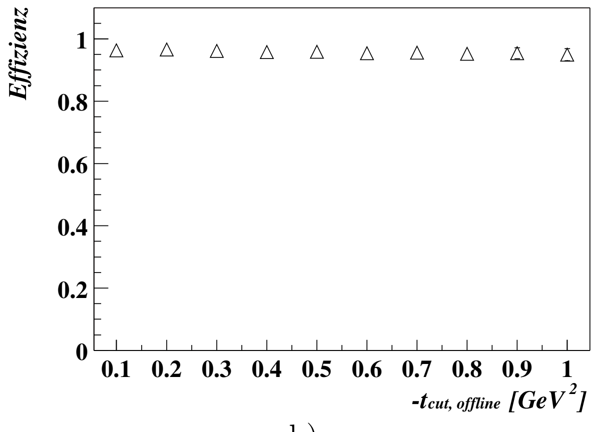


Abbildung 5.2: *Selektionseffizienz ϵ_S des Triggeralgorithmus bei Validierung von Subtrigger S15 als Funktion des Analyseschnittes $t_{cut,offline}$ für Monte Carlo (a) und Datenereignisse (b) in Photoproduktion. Der FTT-Selektionsschnitt $t_{cut,FTT}$ ist für jeden betrachteten Wert um $\Delta t = 0.1\,\mathrm{GeV}^2$ größer. Die übrigen angewendeten Analyse- und FTT-Selektionsschnitte sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.*

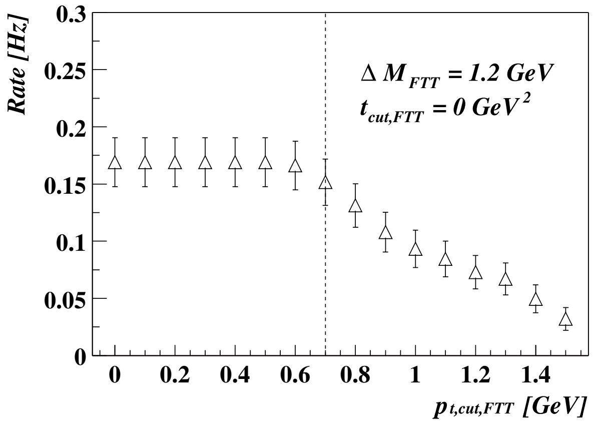
Abbildung 5.2 zeigt die Selektionseffizienz für beide Datensätze als Funktion des Analyseschnittes $t_{cut,offline}$. Für jeden der betrachteten Werte gilt für den zugehörigen FTT-Selektionsschnitt: $t_{cut,FTT} = t_{cut,offline} + 0.1\,\mathrm{GeV}^2$. Es ist nötig, den Wert für den Parame-

Parameter	Analyseschnitt	FTT-Selektionsschnitt
$p_{t,cut}$	0.8 GeV	0.7 GeV
ΔM	1.1 GeV	1.2 GeV
$n_{t,max}$	2	2
n_c	0	0

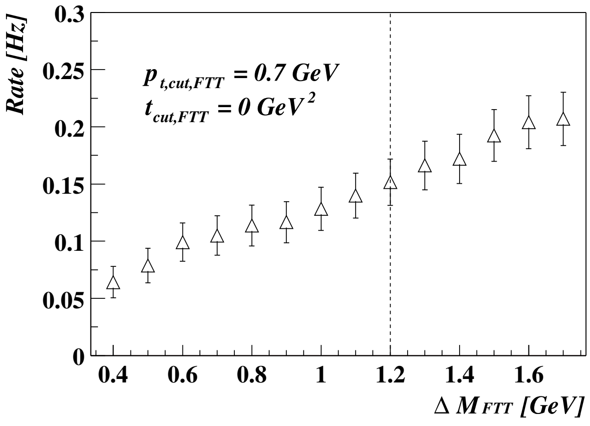
Tabelle 5.2: *Bei der Bestimmung der Selektionseffizienz ϵ_S für Photoproduktionsereignisse verwendete Analyse- und FTT-Selektionsschnitte.*

ter auf Triggerniveau um $\Delta t = 0.1\,\mathrm{GeV}^2$ größer zu wählen, da man Ereignisse selektieren möchte, die unterhalb einer gewissen Schwelle für t liegen, die t-Auflösung des Fast Track Triggers aber schlechter als die der vollständigen Rekonstruktion ist. Der Wert $0.1\,\mathrm{GeV}^2$ entspricht etwa dem fünffachen im vorherigen Kapitel bestimmten effektiven Auflösungsvermögen des Fast Track Triggers relativ zur vollständigen Rekonstruktion (s. Tabelle 4.8). Die weiteren auf die Spuren und Cluster angewendeten Analyse- bzw. FTT-Selektionsschnitte sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Da es sich um elastische Photoproduktionsereignisse handelt, werden sowohl im Fall der vollständigen Rekonstruktion als auch auf Triggerniveau durch entsprechende Wahl der Parameter $n_{t,max}$ und n_c solche Ereignisse selektiert, in denen zwei Spurkandidaten und kein Cluster im SpaCal auftreten. Für die weiteren Parameter gilt, daß die Schnitte auf Triggerniveau weniger selektiv als die Analyseschnitte sind. Dies ist, wie bei der Mandelstam-Variablen t, durch das geringere Auflösungsvermögen des Fast Track Triggers im Vergleich zur vollständigen Rekonstruktion bedingt. Wie Abbildung 5.2 zeigt, beträgt die Selektionseffizienz bei der beschriebenen Wahl der Parameter für alle Werte $t_{cut,offline}$ sowohl für die Monte Carlo Ereignisse als auch für die Datenereignisse etwa 95%.

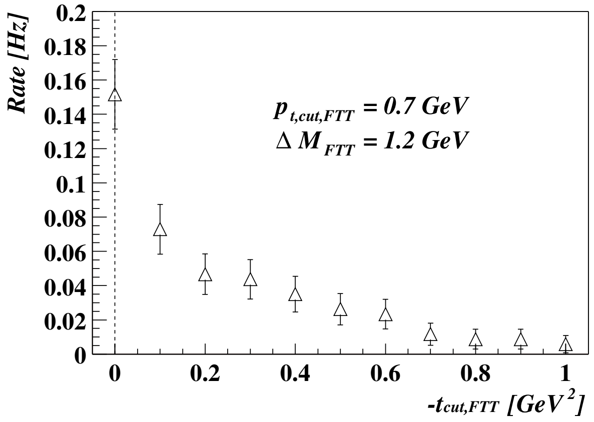
Zur Bestimmung der erwarteten L3-Rate $R_{FTT,L3}$, mit der der vom Fast Track Trigger validierte Subtrigger S15 vor dem Upgrade Ereignisse akzeptiert hätte, werden Ereignisse des Transparent Runs im Jahr 1999 verwendet. $R_{FTT,L3}$ ist in Abbildung 5.3 als Funktion der FTT-Selektionsschnitte $p_{t,cut,FTT}$, ΔM_{FTT}, $t_{cut,FTT}$ dargestellt. In jedem Diagramm sind die für die jeweils anderen beiden Parameter konstant gewählten Werte angegeben. In allen Fällen gilt für die beiden Multiplizitätsschnitte: $n_{t,max,FTT} = 2$ und $n_{c,FTT} = 0$. Die gestrichelte Linie markiert in jedem Histogramm die Wertekonstellation $p_{t,cut,FTT} = 0.7\,\mathrm{GeV}$, $\Delta M_{FTT} = 1.2\,\mathrm{GeV}$ und $t_{cut,FTT} = 0\,\mathrm{GeV}^2$. Eine solche Wahl der FTT-Selektionsschnitte würde man vornehmen, wenn man Zwei-Myon-Ereignisse selektieren möchte, ohne auf die Mandelstam-Variable t zu schneiden. Die Effizienzstudien haben gezeigt, daß der Triggeralgorithmus bei dieser Wertekonstellation Ereignisse mit einer Effizienz von etwa 95% akzeptiert, für die die vollständige Rekonstruktion zwei Spuren mit einem Transversalimpuls $p_t > 0.8\,\mathrm{GeV}$ und einer invarianten Masse im Intervall $2\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 4.2\,\mathrm{GeV}$ nachgewiesen hat. Bei den angegebenen FTT-Selektionsschnitten wird mit etwa 0.15 Hz eine Rate erreicht, die unterhalb des angestrebten Wertes von 0.2 Hz liegt. Da der Subtrigger S15 eine L1-Rate von $R_{ST,L1} = 4\,\mathrm{Hz}$ besitzt, entspricht dies einer Reduktion von mehr als einem Faktor 10. Zum Vergleich sei angegeben, daß der Subtrigger S15 bei Validierung durch ein neuronales Netz Ereignisse mit etwa einer Rate von 2 Hz akzeptiert.



a)



b)



c)

Abbildung 5.3: *Erwartete L3-Rate $R_{FTT,L3}$ des vom Fast Track Trigger validierten Subtriggers S15 als Funktion der FTT-Selektionsschnitte $p_{t,cut,FTT}$, ΔM_{FTT} und $t_{cut,FTT}$. Die gestrichelte Linie kennzeichnet in jedem Histogramm die Wertekonstellation $p_{t,cut,FTT} = 0.7\,\mathrm{GeV}$, $\Delta M_{FTT} = 1.2\,\mathrm{GeV}$ und $t_{cut,FTT} = 0\,\mathrm{GeV}^2$.*

Betrachtet man die Abhängigkeit der Rate $R_{FTT,L3}$ vom FTT-Selektionsschnitt $p_{t,cut,FTT}$ auf den Transversalimpuls der Zerfallsmyonen, so sieht man, daß sie im Bereich $p_{t,cut,FTT} < 0.7\,\mathrm{GeV}$ konstant ist. Dieses Verhalten erwartet man, da der Subtrigger S15 das Triggerelement `DCRPh_THig` des DCRϕ-Triggers enthält, daß das Vorhandensein von mindestens einer Spur mit einem Transversalimpuls von mehr als 800 MeV verlangt. Weiterhin ist zu erkennen, daß man die Triggerate durch Wahl eines größeren Wertes als 0.7 GeV für den Parameter $p_{t,cut,FTT}$ weiter verringern könnte. Dies würde jedoch implizieren, daß man bei der späteren Analyse einen Transversalimpuls von mehr als 0.8 GeV verlangen müsste. Damit verwirft man aber Signalereignisse, wie die Transversalimpulsverteilung der Zerfallsmyonen in Abbildung 4.2 c) zeigt.

Mit dem Schnitt ΔM_{FTT} auf die Breite des betrachteten Intervalls der invarianten Masse steigt die Triggerrate linear (s. Abbildung 5.3 b). Für den kleinsten betrachteten Wert $\Delta M_{FTT} = 0.4\,\mathrm{GeV}$ beträgt die Rate $R_{FTT,L3}$ nur noch etwa 0.05 Hz. Allerdings werden bei Anwendung dieses FTT-Selektionsschnittes nur noch Ereignisse in der Signalregion des Spektrums der invarianten Masse (s. Abbildung 5.1) effizient selektiert. Es ist fraglich, ob es in einer entsprechenden Analyse dann noch möglich wäre, den Untergrund korrekt abzuschätzen.

Sollte die Anzahl der Untergrundereignisse größer als erwartet sein, kann die Rate durch einen zusätzlichen Schnitt auf t, der bei den bisherigen Betrachtungen noch nicht angewendet wurde, noch einmal deutlich reduziert werden (s. Abbildung 5.3 c). Bereits für $t_{cut,FTT} = -0.1\,\mathrm{GeV}^2$ wird die Rate um einen weiteren Faktor zwei verringert. Für diesen Selektionsschnitt werden vom Fast Track Trigger J/Ψ-Kandidaten, die den Analyseschnitt $t_{cut,offline} = -0.2\,\mathrm{GeV}^2$ passieren, mit einer Effizienz ϵ_S von etwa 95% selektiert.

Obwohl keine Auflösungs- und Effizienzstudien für Zwei-Elektron-Ereignisse durchgeführt wurden, wurde die Rate $R_{FTT,L3}$ auch für diese bestimmt, indem der Subtrigger S52 durch Anwendung des gleichen Triggeralgorithmus wie für den Zerfall in zwei Myonen validiert wurde. Für das Szenario $p_{t,cut,FTT} = 0.7\,\mathrm{GeV}$, $\Delta M_{FTT} = 1.2\,\mathrm{GeV}$ und $t_{cut,FTT} = 0\,\mathrm{GeV}^2$ ergibt sich eine Rate, die deutlich unter 0.1 Hz liegt. Dies entspricht wiederum einer Reduktion von mehr als einem Faktor 10 im Vergleich zur L1-Rate $R_{ST,L1}$ von 2.5 Hz. Auch in diesem Fall besteht die Option, eine weitere Ratenreduktion durch einen Schnitt auf t herbeizuführen.

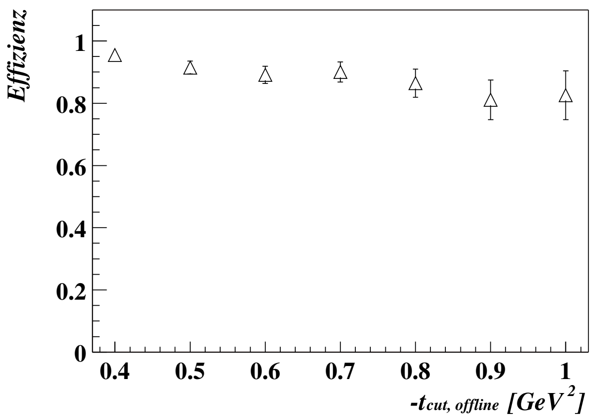
5.2 Elektroproduktion

Grundlage zur Bestimmung der Effizienz, mit der J/Ψ-Mesonen in Elektroproduktionsereignissen vom entwickelten Triggeralgorithmus selektiert werden, ist der bereits für die Auflösungsstudien verwendete Monte Carlo Datensatz mit elastisch produzierten J/Ψ-Mesonen. Validiert werden sollen die beiden Subtrigger S3 und S61.

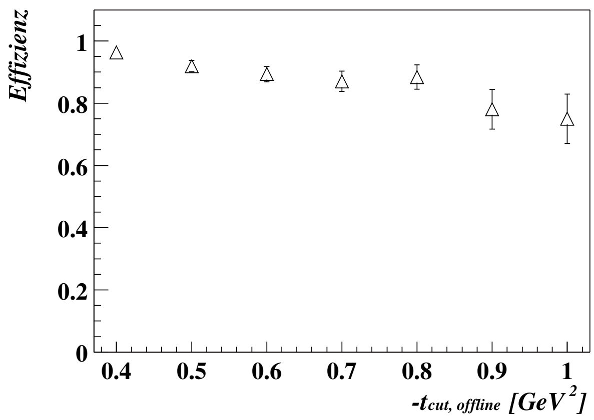
Parameter	Analyseschnitt	FTT-Selektionsschnitt
$p_{t,cut}$	0.8 GeV	0.7 GeV
ΔM	1.1 GeV	1.2 GeV
$n_{t,max}$	3	3
n_c	1	1

Tabelle 5.3: *Bei der Bestimmung der Selektionseffizienz ϵ_S für Elektroproduktionsereignisse verwendete Analyse- und FTT-Selektionsschnitte.*

Wie bei den Photoproduktionsereignissen wird die Selektionseffizienz als Funktion des Analyseschnittes $t_{cut,offline}$ analysiert. Der Wert für den FTT-Selektionsschnitt $t_{cut,FTT}$ ist für jeden der betrachteten Analyseschnitte $t_{cut,offline}$ allerdings um den Wert $\Delta t = 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ größer, statt um $0.1\,\mathrm{GeV}^2$ wie im Photoproduktionsfall. Dies ist dadurch bedingt, daß das effektive Auflösungsvermögen des Fast Track Triggers für die Mandelstam-Variable t relativ zur vollständigen Rekonstruktion in Elektroproduktionsereignissen wesentlich schlechter als in Photoproduktionsereignissen ist (s. Tabelle 4.8). In Tabelle 5.3 sind die weiteren Analyse- und FTT-Selektionsschnitte angegeben. Sowohl im Fall der vollständigen Rekonstruktion als auch auf Triggerniveau werden durch die Parameterwahl $n_{t,max} = 3$ und $n_c = 1$ nur solche Ereignisse akzeptiert, in denen maximal drei Spuren in den zentralen Jetkammern und genau ein Cluster im SpaCal nachgewiesen werden. Es werden drei anstatt von zwei Spuren zugelassen, um solche Ereignisse nicht zu verwerfen, in denen auch das gestreute Elektron in den Akzeptanzbereich des Fast Track Triggers gelangt.



a)



b)

Abbildung 5.4: *Selektionseffizienz ϵ_S des Triggeralgorithmus bei Validierung von Subtrigger S3 (a) bzw. Subtrigger S61 (b) als Funktion des Analyseschnittes $t_{cut,offline}$ für Monte Carlo Elektroproduktionsereignisse. Der FTT-Selektionsschnitt $t_{cut,FTT}$ ist für jeden betrachteten Wert um $\Delta t = 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ größer. Die übrigen angewendeten Analyse- und FTT-Selektionsschnitte sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.*

Das Ergebnis der Untersuchung für beide zu validierenden Subtrigger ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Selektionseffizienz ϵ_s für beide Subtrigger sinkt von einem Wert von etwa 95% für $t_{cut,offline} = -0.4\,\mathrm{GeV}^2$ ($t_{cut,FTT} = 0\,\mathrm{GeV}^2$) auf etwa 75% für $t_{cut,offline} = -1\,\mathrm{GeV}^2$ ($t_{cut,FTT} = -0.6\,\mathrm{GeV}^2$). Dies kann wie folgt erklärt werden: Für Ereignisse, in denen t nahe bei Null liegt, kann der Fast Track Trigger $|t_{FTT}|$ nur zu groß rekonstruieren. Damit steigt für diese Ereignisse bei einer Fehlrekonstruktion die Wahrscheinlichkeit, vom Triggeralgorithmus akzeptiert zu werden, da für akzeptierte Ereignisse $|t_{FTT}| \geq |t_{cut,FTT}|$ gelten muß. Für große Werte von $|t|$ hingegen kann $|t_{FTT}|$ vom FTT zu groß oder zu klein rekonstruiert werden, d.h. es kann der Fall auftreten, daß der Fast Track Trigger das J/Ψ-Meson und das gestreute Elektron zwar rekonstruiert hat, $|t_{FTT}|$ aber aufgrund des schlechten Auflösungsvermögens für die Spurparameter des Elektrons zu klein ist und das Ereignis daher verworfen wird. Die Selektionseffizienz kann also für Analysen, die die J/Ψ-Produktion bei hohen Werten von $|t|$ betrachten, gesteigert werden, indem man Δt größer wählt.

Für die beiden Subtrigger S3 und S61 wurde unter Verwendung der Ereignisse des Transparent Runs des Jahres 1999 die L3-Rate $R_{FTT,L3}$ bestimmt. Sowohl für den Subtrigger S3 als auch den Subtrigger S61 ergibt sich für die FTT-Selektionsschnitte $p_{t,cut,offline} = 0.7\,\mathrm{GeV}$, $\Delta M_{offline} = 1.2\,\mathrm{GeV}$, $t_{cut,offline} = 0\,\mathrm{GeV}^2$, $n_{t,max,FTT} = 3$ und $n_{c,FTT} = 1$ eine Rate $R_{FTT,L3}$ die kleiner als $0.03\,\mathrm{Hz}$ ist. Verglichen mit der L1-Rate der beiden Subtrigger entspricht dies einer Reduktion um etwa einem Faktor 100. Da die Rate ferner deutlich unterhalb des angestrebten Wertes von $0.2\,\mathrm{Hz}$ liegt, ist ein Schnitt auf die Mandelstam-Variable t zur Verringerung der Rate bei der Selektion von J/Ψ-Vektormesonen in Elektroproduktionsereignissen nicht nötig. Weiterhin ist zu beachten, daß sich der Anteil der vom Subtrigger S61 akzeptierten Ereignisse nach dem Upgrade verringern wird, da der Wert für die untere Akzeptanzgrenze des SpaCals für Q^2 nach dem Upgrade mit etwa $5\,\mathrm{GeV}^2$ [41] höher als vor dem Upgrade sein wird[1]. Dies ist durch die bei der Beschreibung des Upgrade-Programms erwähnte Modifikation des inneren Randbereichs des SpaCals bedingt. Der Subtrigger S3 wird von dieser Änderung nicht beeinflußt, da er den zentralen LIET-Bereich nicht berücksichtigt.

Die Untersuchungen der letzten beiden Abschnitte haben gezeigt, daß mit Hilfe des entwickelten Triggeralgorithmus Effizienzen von etwa 95% unabhängig vom Analyseschnitt $t_{cut,offline}$ erreicht werden, sofern man zur Ereignisrekonstruktion nur die vom Fast Track Trigger rekonstruierten Spuren verwendet, wie es in Photoproduktionsereignissen der Fall ist. Dabei weichen die FTT-Selektionsschnitte nur geringfügig von den Analyseschnitten ab, um dem schlechteren Auflösungsvermögen des Fast Track Triggers im Vergleich zur vollständigen Rekonstruktion gerecht zu werden. Im Fall der Elektroproduktion werden, abhängig vom Analyseschnitt $t_{cut,offline}$, Effizienzen zwischen 75% und 95% erreicht, wobei der FTT-Selektionsschnitt $t_{cut,FTT}$ wesentlich weniger selektiv ist als im Fall der Photoproduktion. Dies ist auf die grobe Granularität der Informationen des SpaCal IET-Triggers zurückzuführen, die zur Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons zur Verfügung stehen.

	Sub-trigger	FTT-Selektionsschnitte					$R_{FTT,L3}$ [Hz]
		$p_{t,cut,FTT}$	ΔM_{FTT}	$t_{cut,FTT}$	$n_{t,max,FTT}$	$n_{c,FTT}$	
γp	S15	0.7 GeV	1.2 GeV	$0\,\mathrm{GeV}^2$	2	0	0.15
	S52	0.7 GeV	1.2 GeV	$0\,\mathrm{GeV}^2$	2	0	< 0.1
ep	S3	0.7 GeV	1.2 GeV	$0\,\mathrm{GeV}^2$	3	1	< 0.03
	S61	0.7 GeV	1.2 GeV	$0\,\mathrm{GeV}^2$	3	1	< 0.03

Tabelle 5.4: *Erwartete L3-Rate $R_{FTT,L3}$, mit der die vom Fast Track validierten Subtrigger vor dem Upgrade bei der jeweils angegebenen Wertekonstellation der FTT-Selektionsschnitte Ereignisse akzeptiert hätten.*

Sowohl für die zur Selektion von J/Ψ-Photoproduktionsereignissen als auch von J/Ψ-Elektroproduktionsereignissen vor dem Upgrade verwendeten Subtrigger gilt, daß eine Validierung durch den Fast Track Trigger zu einer L3-Rate $R_{FTT,L3}$ führt, die geringer als der Sollwert von 0.2 Hz ist. In Tabelle 5.4 sind die Triggerraten aller vier betrachteten Subtrigger für die jeweils in den letzten beiden Abschnitten verwendeten FTT-Selektionsschnitte zusammenfassend angegeben. Ein Schnitt auf die Mandelstam-Variable t wurde dabei nicht angewendet. Es ist zu beachten, daß für jeden Subtrigger eine geringe zusätzliche Rate für einen sogenannten *Monitortrigger* berücksichtigt werden muß. Dieser soll es ermöglichen, die Ereignisselektion des Fast Track Triggers im späteren Betrieb zu überprüfen und ihre Effizienz zu bestimmen. Einen Monitortrigger kann man realisieren, indem

[1] Vor dem Upgrade hat das SpaCal Ereignisse bis zu einem minimalen Wert für Q^2 von etwa $1\,\mathrm{GeV}^2$ nachgewiesen.

man einen geringen Teil von Ereignissen aufzeichnet, die allein auf Grundlage des Subtriggers akzeptiert wurden. Die Entscheidung des Fast Track Trigger bei der Aufzeichnung der Ereignisse wird ebenfalls festgehalten, bei ihrer Selektion aber nicht berücksichtigt.

Die L3-Rate der Subtrigger $S3$ und $S61$ ist so gering, daß für diese ein Schnitt auf die Mandelstam-Variable t zur weiteren Ratenreduktion nicht nötig sein wird. Diese Option könnte aber bei der Selektion leichter Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) von Bedeutung sein. Ihre geringere Masse bedingt eine höhere Rate in zweierlei Hinsicht: Zum einen fällt das Spektrum der invarianten Masse von 2-Spur-Ereignissen abgesehen von Resonanzen exponentiell mit der invarianten Masse, so daß der FTT-Selektionsschnitt ΔM_{FTT} keine so große Ratenreduktion wie für die J/Ψ-Mesonen zur Folge haben wird. Zum anderen muß auch ein kleinerer Wert für den Transversalimpulsschnitt $p_{t,cut,FTT}$ gewählt werden, wodurch die Rate wiederum weniger stark reduziert wird.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Algorithmen zur Identifikation von Vektormesonen im Endzustand von Elektron-Proton-Streuereignissen entwickelt. Sie sollen gewährleisten, daß entsprechende Physikanalysen Gewinn aus dem umfangreichen Luminositätsupgrade des H1-Experimentes in Form einer großen Anzahl von selektierten Vektormesonereignissen ziehen können. Die Grundlage der Selektion bildet der Fast Track Trigger (FTT), der im Rahmen des Upgrades konzipiert wurde. Als Kriterien für die Identifikation der Vektormesonen werden der Transversalimpuls der Spurkandidaten für ihre beiden Zerfallsleptonen und deren invariante Masse verwendet. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, Vektormesonen bei hohen Beträgen des Viererimpulsübertrages t am Protonvertex zu selektieren. Die Algorithmen wurden für Ereignisse, in denen J/Ψ-Vektormesonen elastisch produziert werden und in zwei Myonen zerfallen, anhand von Simulationsstudien getestet. Dabei wurden sowohl Photoproduktionsereignisse betrachtet, in denen das gestreute Elektron das Detektorvolumen durch das Strahlrohr verläßt, als auch Elektroproduktionsereignisse, in denen es vom Kalorimetersystem des H1-Experimentes nachgewiesen wird.

Im Fall der Photoproduktion können alle zur Selektion verwendeten Variablen allein auf Grundlage der Spurinformationen des FTTs rekonstruiert werden. Sein Auflösungsvermögen ist hinreichend hoch, um für geeignete Selektionsschnitte eine Effizienz von etwa 95% für die Identifikation von J/Ψ-Mesonen zu erreichen. Gleichzeitig wird die Triggerrate um das 10-fache reduziert. Zur Berechnung der Variablen t in Elektroproduktionsereignissen muß zusätzlich der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons bekannt sein. Dieser wird mit Hilfe der Informationen des Triggers des rückwärtigen Kalorimeters SpaCal rekonstruiert. Aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons wird t in Elektroproduktionsereignissen wesentlich schlechter aufgelöst als in Photoproduktionsereignissen. Dieser Unterschied spiegelt sich in der Selektionseffizienz für J/Ψ-Mesonen wider. Sie nimmt mit $|t|$ von etwa 95% auf etwa 75% ab. Die Triggerrate hingegen wird in diesen Fall sogar um einen Faktor 100 reduziert.

Es ist zu erwarten, daß es mit Hilfe des Fast Track Triggers nach dem Upgrade möglich sein wird, genügend Ereignisse für Präzisionsmessungen von J/Ψ-Vektormesonen zu akkumulieren, ohne dabei mit der zur Verfügung stehenden Bandbreite des H1-Triggersystems in Konflikt zu geraten. Dies gilt insbesondere für Ereignisse bei hohem $|t|$.

Die Algorithmen wurden auch für J/Ψ-Vektormesonereignisse mit hohen Spurmultiplizitäten getestet. Die ersten Ergebnisse sind vielversprechend. Eine Übertragung der Algorithmen auf andere Vektormesonen sollte ohne großen Aufwand möglich sein.

Anhang A

Verwendete Triggerelemente

z-Vertex-Trigger

- `zVtx_Cls`
  Die Bedingung dieses Triggerelementes ist erfüllt, wenn sich alle Einträge im z-Vertex-Histogramm auf vier seiner Intervalle konzentrieren. Hierdurch wird indirekt auf niedrige Spurmultiplizitäten geschnitten.
- `zVtx_sig`
  Dieses Triggerelement verlangt eine gewisse Signifikanz des Maximums im z-Vertex-Histogramm, d.h. das Verhältnis der Anzahl der Einträge im Intervall mit den meisten Einträgen zur Anzahl der Einträge in allen Intervallen muß einen bestimmten Wert überschreiten.
- `Topo_Mult` < 3
  Durch dieses Triggerelement wird die Anzahl der Big Rays[1] eingeschränkt.

DCRϕ-Trigger

- `DCRPh_TNeg`
  Von diesem Element wird mindestens eine angesprochene Spurmaske für negativ geladene Teilchen gefordert.
- `DCRPh_THig`
  Um die Bedingung dieses Elementes zu erfüllen, muß mindestens eine Maske angesprochen haben, die zu einer Spur mit einem Transversalimpuls oberhalb von 800 MeV korrespondiert.

LAr-Kalorimeter Trigger

- `LAr_BR`
  Es wird das Vorhandensein eines Big Rays verlangt.

[1] s. Kapitel 3.1, „LAr-Kalorimeter Trigger“

SpaCal Trigger

- SPCLe_IET $> \texttt{n}$
  Das Triggerelement SPCLe_IET $> \texttt{n}$ ($\texttt{n} = 0, 1, 2$) fordert, daß die mit einem Cluster-Bit verknüpfte Energiedeposition die Schwelle $E_{CB,\texttt{n}}$ überschritten hat. Die Cluster-Bits des zentralen LIET-Bereiches werden von diesem Triggerelement nicht berücksichtigt.
- SPCLe_IET_Cen_m
  Um die Bedingung des Triggerelementes SPCLe_IET_Cen_m ($\texttt{m} = 1, 2, 3$) zu erfüllen, muß die mit einem Cluster-Bit des zentralen LIET-Bereiches verknüpfte Energiedeposition die Schwelle $E_{CB,\texttt{m}}$ überschritten haben.
- SPCLe_ToF_E_2
  Dieses Triggerelement fordert, daß die gesamte im elektromagentischen Teil des SpaCals deponierte Energie 12 GeV überschritten hat. Dabei werden nur solche Energiedepositionen berücksichtigt, die vom Flugzeitsystem einem Zeitintervall von etwa 20 ns um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt zugeordnet werden.

Myontrigger

- Mu_Bar
  Von diesem Triggerelement wird verlangt, daß im Zentralbereich des Myonsystems in mindestens zwei der ersten vier Triggerlagen ein geladenes Teilchen nachgewiesen wurde.
- Mu_ECQ
  Die Bedingung dieses Triggerelementes ist erfüllt, wenn im Rückwärtsbereich oder im äußeren Vorwärtsbereich des Myonsystems drei der fünf Triggerlagen angesprochen haben.

Topologischer Trigger (L2)

- SPCL_R30
  Dieses topologische Triggerelement wird in Verbindung mit dem Triggerelement SPCLe_IET > 1 der ersten Triggerstufe benutzt. Es verwirft durch Verwendung eines geeigneten Skalierungsfaktors einige der Ereignisse, in denen eine Energiedeposition im SpaCal innerhalb eines Kreises mit dem Radius $r = 30$ cm vorliegt. Auf diese Weise werden Ereignisse mit großem Impulsübertrag Q^2 bevorzugt selektiert. Dieses Triggerelement wird in [57] detaillierter beschreiben.

Neuronaler Netzwerktrigger (L2)

- L2[2]
  Bei diesem Triggerelement handelt es sich um ein zur Erkennung von Zwei-Elektron-Ereignissen trainiertes neuronales Netz.
- L2[5]
  Das diesem Triggerelement zugrundeliegende neuronale Netz wurde zur Erkennung von Ereignissen mit mindestens einem Myon trainiert [74].

Literaturverzeichnis

[1] A. Levy, *Low-x Physics at HERA*, Lectures given in the series of Strong Interaction Study Days, Kloster Banz, Germany (1995), DESY Note DESY-97-013.

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

[3] K. Goulianos, *Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies*, Phys. Rept. **101** (1983), 169.

[4] A. Donnachie and P. V. Landshoff, *Exclusive Vector Meson Production at HERA*, Phys. Lett. B **348** (1995), 213.

[5] J. J. Sakurai, *Theory of Strong Interactions*, Annals Phys. **11** (1960), 1.

[6] P. D. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.

[7] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Elastic Electroproduction of ρ Mesons at HERA*, Eur. Phys. J. C **13** (2000), 371.

[8] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Eur. Phys. J. C **10** (1999), 373.

[9] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Elastic Photoproduction of J/Ψ and Υ Mesons at HERA*, Phys. Lett. B **483** (2000), 23.

[10] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Measurement of Elastic Electroproduction of ϕ Mesons at HERA*, Phys. Lett. B **483** (2000), 360.

[11] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of Elastic Υ Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B **437** (1998), 432.

[12] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Exclusive Electroproduction of ρ^0 and J/Ψ Mesons at HERA*, Eur. Phys. J. C **6** (1999), 603.

[13] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of the Spin-Density Matrix Elements in Exclusive Electroproduction of ρ^0 Mesons at HERA*, Eur. Phys. J. C **12** (2000), 393.

[14] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of Diffractive Photoproduction of Vector Mesons at Large Momentum Transfer at HERA*, Eur. Phys. J. C **14** (2000), 213.

[15] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of Exclusive ω Electroproduction at HERA* (2000), DESY Note `DESY-00-084`.

[16] M. G. Ryskin et al., *Diffractive J/ψ Photoproduction as a Probe of the Gluon Density*, Z. Phys. C **76** (1997), 231.

[17] L. L. Frankfurt, M. F. McDermott and M. Strikman, *Diffractive Photoproduction of Υ at HERA*, JHEP **9902** (1999), 2.

[18] D. Schmidt, *Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2001).

[19] D. Brown, *Proton Dissociative Photoproduction of J/Ψ at high $|t|$*, Talk at the „9th International Workshop on Deep Inelastic Scattering“, Bologna, Italy (2001).

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

[21] R. Baier and R. Rückl, *Hadronic Production of J/Ψ and Υ: Transverse Momentum Distributions*, Phys. Lett. B **102** (1981), 364.

[22] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, *Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium*, Phys. Rev. D **51** (1995), 1125; Erratum ibid. D **55** (1997), 5853.

[23] CDF Collaboration, F. Abe et al., *J/Ψ and $\Psi(2S)$ Production in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 572.

[24] CDF Collaboration, F. Abe et al., *Production of J/Ψ Mesons from χ_c Meson Decays in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 578.

[25] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Inelastic Photoproduction of J/Ψ Mesons at HERA*, To Be Published.

[26] K. Krüger, *Photoproduction of J/Ψ Mesons at Medium and Low Elasticities at HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2001).

[27] H1 Collaboration, *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1* (1999), Proposal submitted to the Physics Research Committee `PRC 99/06`.

[28] H1 Collaboration, *Addendum to the Proposal „A Fast Track Trigger with High Resolution for H1“* (1999), Internal Note `H1-09/99-576`.

[29] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997), 310.

[30] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The Tracking, Calorimeter and Muon Detectors of the H1 Experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997), 348.

[31] Ch. Wissing, *Bestimmung der Charakteristika des Flugzeitsystems des H1-Detektors zur Messung des Strahluntergrundes*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998).

[32] M. Tluczykont, *Z-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999).

[33] H1 SpaCal Group, R.-D. Appuhn et al., *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997), 397.

[34] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York, 1964.

[35] E. Longo and I. Sestili, *Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nucl. Instrum. Meth. **128** (1975), 283; Erratum ibid. **135** (1975), 587.

[36] M. Dirkmann, *Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von π Mesonen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1995).

[37] H1 SpaCal Group, T. Nicholls et al., *Performance of an Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996), 149.

[38] H1 Collaboration, *ep Physics beyond 1999* (1997), Internal Note `H1-10/97-531`.

[39] A. A. Sokolov and I.M. Ternov, *On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation*, Sov. Phys. Dokl. **8** (1964), 1203.

[40] M. Botje et al., *Future Precision Measurements of $F_2(x, Q^2)$, $\alpha_s(Q^2)$ und $xg(x)$ at HERA*, Proceedings of the Workshop „Future Physics at HERA“ (1995-96), ed.: G. Ingelmann, A. De Roeck, R. Klanner.

[41] M. Klein, *Low Q^2 Physics with H1*, Talk at the Workshop „Post-Upgrade Triggering in H1“, Ringberg, Germany (2002).

[42] C. Kiesling et al., *Proposal to Complement the H1 Backward Silicon Tracker (BST) with ϕ-Strip Detectors* (1998), Internal Note `H1-10/98-534`.

[43] H1 Collaboration, *Proposal for an Upgrade of the H1 Forward Track Detector for HERA 2000* (1998), Proposal submitted to the Physics Research Committee `PRC 98/06`.

[44] W. Braunschweig et al., *A Forward Silicon Tracker for H1* (1999), Internal Note `H1-02/99-563`.

[45] M. Cuje et al., *H1 High Luminosity Upgrade 2000 — CIP and Level 1 Vertex Trigger* (1998), Internal Note `H1-01/98-535`.

[46] T. Carli et al., *Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter Trigger: The Jet Trigger* (1999), Internal Note `H1-01/99-560`.

[47] A. Babaev et al., *Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics* (1996), Internal Note `H1-01/96-470`.

[48] E. Elsen, *The H1 Trigger and Data Acquisition System* (1993), Internal Note `H1-01/93-262`.

[49] T. Nicholls et al., *Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (1998), 810.

[50] J. C. Bizot et al., *Status of Simulation for a Topological Level 2 Trigger* (1992), Internal Note `H1-02/92-212`.

[51] J. C. Bizot et al., *Hardware Study for a Topological Level 2 Trigger* (1992), Internal Note `H1-09/92-240`.

[52] J. Köhne et al., *Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA* (1997), Internal Note `H1-01/97-509`.

[53] T. Krämerkämper, *Messung der Gluondichte im Photon und Entwicklung eines neuronalen Triggers*, Dissertation, Universität Dortmund (1998).

[54] H. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger* (1996), Internal Note `H1-05/96-479`.

[55] J. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers* (1995), Internal Note `H1-01/95-419`.

[56] V. Boudry et al., *The Inclusive Electron Trigger for the SpaCal: Design and CERN-Test Results* (1995), Internal Note `H1-03/95-430`.

[57] J. C. Bizot et al., *SpaCal-Based L2TT Trigger Elements* (1998), Internal Note `H1-04/98-538`.

[58] G. Bathow et al., *Measurements of the Longitudinal and Lateral Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminum at* 6 GeV, Nucl. Phys. B **20** (1970), 592.

[59] A. Baird et al., *A Fast High Resolution Track Trigger for the H1 Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **48** (2001), 1276.

[60] D. Meer et al., *A Multifunctional Processing Board for the Fast Track Trigger of the H1 Experiment*, Submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci., `hep-ex/0107010`.

[61] V. Karimäki, *Effective Circle Fitting for Particle Trajectories*, Nucl. Instrum. Meth. A **305** (1991), 187.

[62] Fast Track Trigger Homepage,
`https://www-h1.desy.de/idet/upgrade/trigger/ftt/welcome.html`.

[63] B. List, *Diffraktive J/Ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Technische Universität Berlin (1993).

[64] B. List and M. Mastroberardino, *DIFFVM: A Monte Carlo Generator for Diffractive Processes in ep Scattering*, Proceedings of the Workshop „Monte Carlo Generators for HERA Physics“ (1998-99), ed.: A. T. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelman, H. Jung.

[65] J. Meyer et al., *Guide to Simulation Program H1SIM*, Hamburg (1991).

[66] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instrum. Meth. A **389** (1997), 81.

[67] A. Schöning, persönliche Mitteilung.

[68] E. Barberio, B. van Eijk and Z. Was, *PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED Radiative Corrections in Decays*, Comput. Phys. Commun. **66** (1991), 115.

[69] E. Barberio and Z. Was, *PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED Radiative Corrections. Version 2.0*, Comput. Phys. Commun. **79** (1994), 291.

[70] S. P. Baranov et al., *LPAIR: A Generator for Lepton Pair Production*, Proceedings of the Workshop „Physics at HERA“ (1991), vol. 3, 1478.

[71] T. Abe, *GRAPE-Dilepton (Version 1.1): A Generator for Dilepton Production in ep Collisions*, Comput. Phys. Commun. **136** (2001), 126.

[72] T. Abe et al., *GRAPE-Dilepton (Version 1.0)*, Proceedings of the Workshop „Monte Carlo Generators for HERA Physics“ (1998-99), ed.: A. T. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelman, H. Jung.

[73] S. Mohrdieck, *Inelastische J/Ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2000).

[74] S. Mohrdieck, *Neuronaler Netzwerk-Trigger für Myonen im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1997).

Danksagung

An dieser Stelle sei all denjenigen Dank ausgesprochen, die maßgeblich zum Entstehen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit innerhalb einer internationalen Forschungskollaboration erstellen zu dürfen. Mit Hilfe seiner Unterstützung konnte ich an einer Reihe von Tagungen teilnehmen, auf denen ich neue Einblicke in die Teilchenphysik erhalten habe und viele Kontakte knüpfen konnte. Ferner bedanke ich mich für die zahlreichen Diskussion, die häufig den Ausgangspunkt neuer Studien bildeten.

Herrn Prof. Dr. P. Buchholz danke ich für seine spontane Bereitschaft, das Amt des Zweitgutachters zu übernehmen.

Viele wertvolle Impulse hat die Arbeit durch Herrn Dr. H.-C. Schultz-Coulon erfahren, insbesondere auch durch seine kritische Korrektur des Manuskripts. Seine Tür stand für meine Fragen jederzeit offen, wofür ich ihm überaus dankbar bin.

Großer Dank für seine hervorragende Betreuung dieser Arbeit sei Herrn Ch. Wissing ausgesprochen. Er hat mich nicht nur in die „Geheimnisse“ der Software des H1-Experimentes eingeweiht, sondern mir auch bei physikalischen Fragen stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden. Ich bedanke mich bei ihm ebenfalls für seine sorgfältige Auseinandersetzung mit dem Manuskript.

Für viele ergebnisreiche Diskussionen, insbesondere über die Produktion von Vektormesonen, danke ich Herrn Dr. R. Stamen herzlich. Seine Korrektur dieser Arbeit war mir eine große Hilfe.

Bei der Fast Track Trigger Gruppe bedanke ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die ich stets als sehr motivierend empfunden habe.

Zur Freude an der Arbeit haben die Mitglieder des Lehrstuhls EV maßgeblich beigetragen. Neben den genannten Personen seien hier Frau Dr. Ç. İşsever, Frau A. Vargas, Herr Dr. V. Lendermann, Herr J. Naumann und Herr Dr. R. Pöschl besonders erwähnt.

Der Studienstiftung des deutschen Volkes danke ich für ihre Förderung, die nicht nur finanzieller Art war. Dies gilt insbesondere für meinen Vertrauensdozenten Herrn Prof. Dr. D. Wegener und den Referenten der Studienstiftung für die Universität Dortmund Herrn Dr. R. Strub-Röttgerding.

Meine Eltern haben mich während meines gesamten Studiums in jeglicher Hinsicht unterstützt. Dafür bin ich ihnen zutiefst dankbar.

Für die schöne Zeit abseits der Physik bedanke ich mich ganz besonders bei meiner Freundin Julia, deren Unterstützung für mich von unschätzbarer Bedeutung ist.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministerium für Bildung und Forschung unter der Projektnummer 05H11PEA/6 gefördert.