Protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen am H1-Experiment bei HERA

Dissertation an der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Steffen Udluft
aus München

München
2. Mai 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. Christian Kiesling

2. Gutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Tag der mündlichen Prüfung: 8. August 2000

Abstract

Proton-dissociative ϕ photoproduction ($\gamma p \to \phi Y$) has been studied in ep interactions at HERA for photon-proton centre-of-mass energies in the range $35 < W < 100$ GeV and for t up to $|t| = 4$ GeV^2, where t is the four-momentum transfer squared at the $\gamma\phi$ vertex. The analysis is based upon data recorded in 1996 and 1999. An innovative neural-network second-level-trigger has been used to maintain high efficiency at acceptable background rate. The differential cross section $d\sigma/dt$ has been measured at a mean centre-of-mass energy $<W> = 57$ GeV by unfolding the observed p_t^2 distribution of the ϕ-meson. It is in good agreement with an exponential fall off for $|t| < 2.3$ GeV^2. The slope parameter has been determined to $b = 2.89 \pm 0.10$ (stat.) $\pm\, 0.29$ (syst.) $\pm\, 0.29$ (mod.) GeV^{-2}. The total cross section has been measured as $\sigma = 0.46 \pm 0.03$ (stat.) $\pm\, 0.09$ (sys.) $\pm\, 0.05$ (mod.) μb. By splitting the data in three W bins and fitting a function $b(W) = b_0 + 4\alpha' \ln \frac{W}{W_0}$, the slope of the Pomeron trajectory α' has been measured to 0.10 ± 0.08 GeV^{-2}, the intercept has been determined to $\alpha_0 = 1 + \epsilon = 1.09 \pm 0.08$. A slow rise of the cross section with W has been observed. Fitting a function $\sigma(W) \propto W^\delta$, δ results in 0.2 ± 0.2. The measurements establish the proton-dissociative production of ϕ-mesons to be a soft process. In the highest $|t|$ range $d\sigma/dt$ exceeds the exponential fall off and drops like $d\sigma/dt \propto |t|^{-3}$, as predicted by pQCD.

Zusammenfassung

In vorliegender Arbeit wird die protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen in der ep-Streuung bei HERA untersucht. Die Analyse basiert auf Daten, die 1996 und 1999 bei Photon-Proton-Schwerpunktsenergien $W \in [35$ GeV; 100 GeV$]$ und $|t| < 4{,}0$ GeV^2 aufgezeichnet wurden, wobei t das Quadrat des Impulsübertrags am $\gamma\phi$-Vertex bezeichnet. Um eine hohe Triggereffizienz bei akzeptabler Untergrundrate zu erreichen, wurde der innovative, auf neuronalen Netzen basierende Trigger zweiter Stufe benutzt. Durch die Entfaltung der p_t^2-Verteilung der ϕ-Mesonen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ bei $<W> = 57$ GeV gemessen. Für $|t| < 2{,}3$ GeV^2 ist $d\sigma/dt$ in guter Übereinstimmung mit einem exponentiellen Abfall gemäß $e^{-b|t|}$. Der Steigungsparameter b wurde zu $b = 2{,}89 \pm 0{,}10$ (stat.) $\pm\, 0{,}29$ (syst.) $\pm\, 0{,}29$ (mod.) GeV^{-2} gemessen, der totale protondissoziative Wirkungsquerschnitt zu $\sigma = 0{,}46 \pm 0{,}03$ (stat.) $\pm\, 0{,}09$ (sys.) $\pm\, 0{,}05$ (mod.) μb. Durch die Aufteilung der Daten in drei Bereiche der Schwerpunktsenergie W und Anpassung der Funktion $b(W) = b_0 + 4\alpha' \ln \frac{W}{W_0}$ wurde die Steigung der Pomerontrajektorie $\alpha' = 0{,}10 \pm 0{,}08$ GeV^2 gemessen. Der Achsenabschnitt wurde zu $\alpha_0 = 1 + \epsilon = 1{,}09 \pm 0{,}08$ bestimmt. Der totale Wirkungsquerschnitt wächst mit steigendem W schwach an: eine Anpassung der Form $\sigma(W) \propto W^\delta$ führt zu $\delta = 0{,}2 \pm 0{,}2$. Damit belegen die Messungen, daß es sich bei der protondissoziativen Produktion von ϕ-Mesonen um einen „weichen“ Prozeß handelt. Bei hohem $|t|$ übersteigt $d\sigma/dt$ den exponentiellen Abfall und zeigt das von pQCD-Rechnungen vorhergesagte Verhalten wie $d\sigma/dt \propto |t|^{-3}$.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik verfolgt das Ziel, die fundamentalen Bestandteile der Materie zu entdecken, ihre Eigenschaften zu bestimmen und die Wechselwirkungen zwischen ihnen zu verstehen. Der gegenwärtige Stand des Wissens wird im sogenannten „Standardmodell“ zusammengefaßt. Es beschreibt die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung aller bekannten Elementarteilchen und ist experimentell gut bestätigt.

Dennoch bestehen weiterhin Probleme in der Beschreibung der starken Wechselwirkung. Mit der Quantenchromodynamik (QCD) existiert zwar eine Theorie, die in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen bei hohen Impulsüberträgen steht, bei der Beschreibung „weicher“ Reaktionen, bei denen kleine Impulsüberträge auftreten, sind jedoch keine Vorhersagen möglich, da die Anwendung von Störungsrechnung (perturbative QCD, pQCD) aufgrund der wachsenden Kopplungskonstante α_s unmöglich wird.

Andererseits existieren phänomenologische Ansätze wie die Regge-Theorie, die, obgleich wesentlich älter als die QCD, in der Lage ist, „weiche“ Hadron-Hadron-Reaktionen erfolgreich zu beschreiben. Damit ergibt sich die Situation, daß Hadron-Hadron-Reaktionen in zwei Bereiche zerfallen: einen Bereich „weicher“ Reaktionen, d.h. kleiner Impulsüberträge, in dem Störungsrechnung nicht anwendbar ist und somit keine Vorhersagen der QCD berechnet werden können, während die Regge-Theorie in guter Übereinstimmung mit den Experimenten ist, sowie einen Bereich „harter“ Reaktionen mit großen Impulsüberträgen, in dem pQCD anwendbar ist. Gerade die Erforschung des Übergangbereichs bietet daher die Möglichkeit, ein umfassenderes Verständnis der starken Wechselwirkung zu erlangen.

In Elektron-Proton-Kollisionen können Vektormesonen diffraktiv, d.h. durch den Austausch eines gluonischen Objekts, das die Quantenzahlen des Vakuums trägt (Pomeron), erzeugt werden. Die Beobachtung der diffraktiven Erzeugung von Vektormesonen bietet ein Instrument, um die Natur der starken Wechselwirkung im Übergang vom weichen, nicht-perturbativen zum harten, perturbativen Bereich, zu untersuchen. Dabei kann die „Härte“ einer Reaktion durch mehrere Skalen charakterisiert werden:

- Q^2, das (negative) Quadrat des Impulsübertrags am Eletronvertex,
- t, das Quadrat des Impulsübertrags am Protonvertex,
- m_V^2, das Quadrat der Masse des erzeugten Vektormesons.

Bei niedrigeren Schwerpunktsenergien wurden von Festtargetexperimenten umfangreiche Daten zur elastischen Produktion von Vektormesonen gewonnen [1]-[9]. Diese Untersuchungen wurden in zahlreichen Messungen der HERA-Experimente H1 und ZEUS zur elastischen Produktion von ρ^0, ω, ϕ, J/ψ und Υ Mesonen durch quasi-reelle Photonen ($Q^2 \approx 0$) [10]-[18] und virtuelle Photonen ($Q^2 > 7$ GeV^2) [19]-[23] bei hohen Schwerpunktsenergien fortgeführt.

Im Gegensatz dazu ist über protondissoziative Prozesse vergleichsweise wenig bekannt. Während elastische Streuung am Proton als Ganzes erfolgt, wird in der Protondissoziation das Vektormeson an einem Bestandteil des Protons gestreut. In beiden Fällen werden lediglich Vakuumquantenzahlen ausgetauscht. Beim H1-Experiment ermöglichen die Vorwärtsdetektoren eine effiziente Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der protondissoziativen Erzeugung des ϕ-Mesons. Dessen Masse von 1,02 GeV[1] liegt zwischen dem leichten ρ^0-Meson (769 MeV), für das „weiches" Verhalten, d.h. schwacher Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie, beobachtet wurde und dem schweren J/ψ-Meson (3,1 GeV), für das „hartes" Verhalten beobachtet wurde. Es ist daher zu erwarten, daß das ϕ-Meson wichtige Informationen über den Übergangsbereich liefern kann. Die Masse des ϕ-Mesons ist zu gering, um die aktuellen Näherungen der pQCD anzuwenden, allerdings kann Q^2 oder t die notwendige harte Skala liefern.

In dieser Arbeit wurde der Übergang von kleinen zu großen Werten von $|t|$ untersucht. Da der Wirkungsquerschnitt sowohl mit Q^2 (ca. $\sigma \propto Q^{-5}$), als auch mit $|t|$ ($\sigma \propto e^{-b|t|}$, $b > 0$) steil abfällt und bei großem $|t|$ das Proton überwiegend dissoziiert, gelingt die Beobachtung großer Werte für $|t|$ am besten für $Q^2 \approx 0$ (Photoproduktion) und Protondissoziation. Auf die Verwendung der Elektrontagger, die das gestreute Elektron bei sehr geringen Streuwinkeln, entsprechend sehr geringem Q^2, nachweisen, wurde im Sinne maximaler Nachweiseffizienz verzichtet. Bei den betrachteten Ereignissen verläßt das gestreute Elektron den Detektor unbeobachtbar entlang der Strahlröhre. Die Ereignisse können lediglich aufgrund der geladenen Zerfallsteilchen des ϕ-Mesons nachgewiesen werden, was eine hohe Anforderung an das Triggersystem darstellt. Untersucht wird der Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$.

Das H1-Triggersystem besteht aus derzeit drei Stufen, die ausgehend von 10,4 MHz Bündeldurchdringungsfrequenz und Untergrundraten von bis zu 100 kHz die Rate sukzessive auf 10 Hz reduzieren, der Rate mit der Ereignisse für die Analyse auf Magnetband gespeichert werden. An dieser Datenfilterung ist der auf künstlichen neuronalen Netzen basierende neuromorphe Trigger der zweiten Stufe (L2NN-Trigger) maßgeblich beteiligt.

[1] In dieser Arbeit wird die in der Teilchenphysik übliche Konvention $c = \hbar = 1$ verwendet. Es gilt $\hbar c = 197$ MeV fm.

Gliederung der Arbeit

Zunächst wird der ep-Speicherring HERA vorgestellt, die Variablen zur Beschreibung der Kinematik der untersuchten Reaktion $ep \to eY\phi$ definiert und eine Übersicht der theoretischen Grundlagen (ep-Streuung, Diffraktion, Regge-Theorie) gegeben.

Es folgt eine Beschreibung der für diese Analyse relevanten Komponenten des H1-Detektors (Kapitel 2) und des Triggersystems (Kapitel 3). Der L2NN-Trigger wird in Kapitel 4 vorgestellt, wobei der Betrieb und die Überwachung des Triggers sowie die Entwicklung neuer Triggerelemente im Vordergrund stehen. In Kapitel 5 werden die verwendeten Trigger zum Nachweis der ϕ-Mesonen beschrieben.

In Kapitel 6 wird die Methodik der Datenanalyse (Ereignissimulation, Rekonstruktion der ϕ-Mesonen, Teilchenidentifikation, Untergrundsubtraktion, Entfaltung) beschrieben. In Kapitel 7 werden Selektion und Analyseschnitte vorgestellt, Triggereffizienzen bestimmt, die Trennung protondissoziativer und elastischer Ereignisse sowie die Gewinnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ aus den beobachteten dN/dp_t^2-Verteilungen mittels Entfaltung besprochen und systematische Fehler diskutiert. Die Ergebnisse der Messung werden in Kapitel 8 präsentiert.

Kapitel 1

Diffraktive Photoproduktion von ϕ-Mesonen bei HERA

1.1 Der *ep*-Speicherring HERA

Bei der „Hadron-Elektron-Ring-Anlage“ HERA handelt es sich um den weltweit ersten Elektron-Proton-Kollider. Die erreichte Schwerpunktsenergie beträgt 318 GeV. Zum Erreichen dieser Schwerpunktsenergie müßte ein Festtargetexperiment bei einer Strahlenergie von 50,6 TeV betrieben werden.

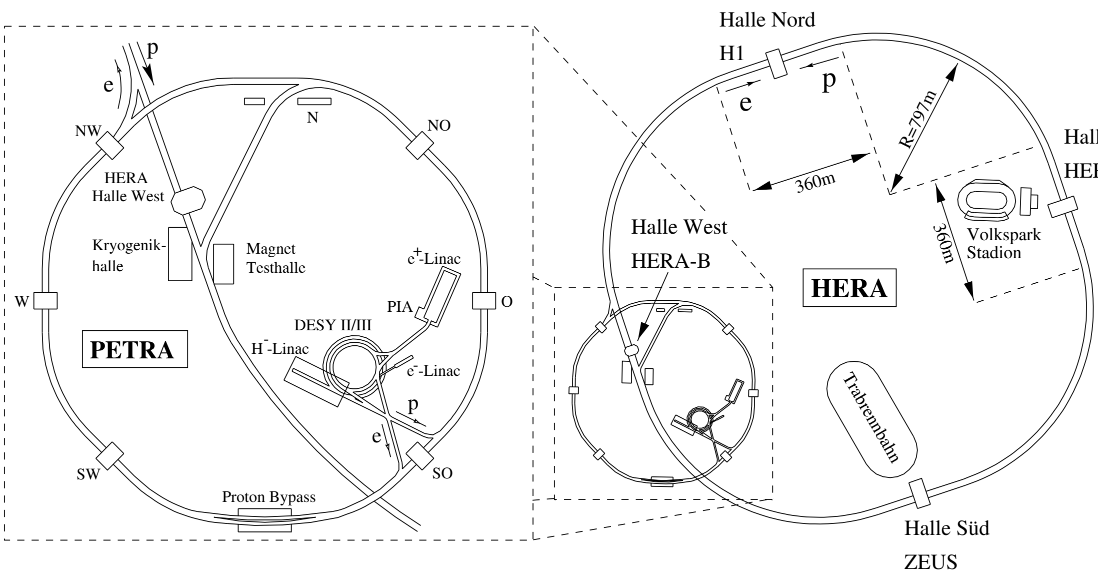


Abbildung 1.1: Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (rechts) mit Vorbeschleunigern (links). Ebenfalls eingezeichnet sind die beiden Experimente zur Untersuchung der *ep*-Kollisionen: H1 im Norden des Rings und ZEUS im Süden.

Betr. Jahr		Strahlenergie [GeV]	$\sqrt{s}$ [GeV]	mittl. Strahl-Strom [mA]	Teilchenpakete	Max. $\mathcal{L}$ [$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$]	Max. Spez. $\mathcal{L}$ [$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}}$]	$\int\mathcal{L}\,dt$ HERA gelief. [$\mathrm{pb^{-1}}$]	$\int\mathcal{L}\,dt$ von H1 genutzt [$\mathrm{pb^{-1}}$]
1996	e^+	27,6	301	20,6	175	$0{,}84 \cdot 10^{31}$	$7{,}56 \cdot 10^{29}$	13,3	8,6
	p	820		60,3					
1997	e^+	27,6	301	28,2	175	$1{,}01 \cdot 10^{31}$	$6{,}00 \cdot 10^{29}$	32,4	23,7
	p	820		73,5					
1998	e^-	27,6	318	15,5	175	$0{,}88 \cdot 10^{31}$	$16{,}3 \cdot 10^{29}$	7,2	4,7
	p	920		63					
1999e^-	e^-	27,6	318	18,8	175	$1{,}21 \cdot 10^{31}$	$10{,}6 \cdot 10^{29}$	16,8	14,2
	p	920		74,8					
1999e^+	e^+	27,6	318	20	175	$1{,}26 \cdot 10^{31}$	$13{,}8 \cdot 10^{29}$	25,7	20,9
	p	920		83					

Tabelle 1.1: Einige Parameter des Speicherrings HERA für die Datennahmeperioden 1996 bis 1999. In den ersten Betriebsjahren von 1992 bis 1994 wurde von HERA eine integrierte Luminosität von insgesamt 2,3 $\mathrm{pb^{-1}}$, im Jahr 1995 von 8,6 $\mathrm{pb^{-1}}$, geliefert.

Die Anlage wurde zwischen 1984 und 1990 auf dem Gelände der Großforschungseinrichtung DESY[1] in Hamburg errichtet. Sie besteht aus zwei übereinander liegenden, unabhängigen Speicherringen, die sich in einem ringförmigen Tunnel von 6,4 km Umfang 10–25 m unterhalb der Erdoberfläche befinden. HERA ist seit 1992 in Betrieb und wurde sowohl mit Elektronen als auch Positronen betrieben. Im weiteren wird nicht zwischen Elektronen und Positronen unterschieden und stets der Begriff „Elektronen“ verwendet. Die Strahlenergie der Elektronen beträgt seit 1995 27,6 GeV, die Energie des Protonenstrahls wurde Ende 1998 von 820 auf 920 GeV erhöht (siehe Tabelle 1.1).

Der begrenzende Faktor für die erreichbaren Strahlenergien ist für den Protonenstrahl die Feldstärke der supraleitenden Ablenkmagnete von knapp 5 T. Bei den Elektronen wird die Strahlenergie wegen des Energieverlusts durch Synchrotronstrahlung von etwa 150 MeV pro Umlauf und Teilchen limitiert, der durch supraleitende Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren mit einer Leistung von 13 MW ausgeglichen wird. In Abbildung 1.2 ist die schrittweise Beschleunigung der Strahlen in den Vorbeschleunigern schematisch dargestellt.

Um die angestrebte Luminosität von $1{,}5 \cdot 10^{31}\ \mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$ zu erreichen, sind die Strahlen in 220 Abschnitte unterteilt, die mit insgesamt $2{,}1 \cdot 10^{13}$ Protonen bzw. $0{,}8 \cdot 10^{13}$ Elektronen gefüllt werden. Durch die Limitierung des PETRA[2] Vorbeschleunigers auf 70 Bündel, können maximal 210 dieser Abschnitte mit Teilchen gefüllt werden. Bei einem Umfang von 6336 m bedeutet dies, daß sich die Teilchenbündel an den vorgese-

[1] Deutsches Elektronen Synchrotron.

[2] Positron Elektron Tandem Ring Anlage.

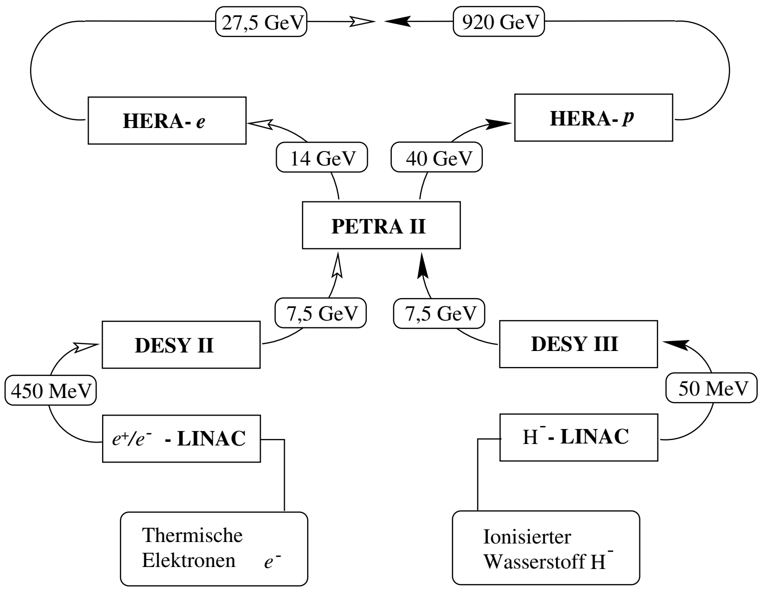


Abbildung 1.2: Die Vorbeschleunigerkette bei HERA.

henen Wechselwirkungspunkten mit einer Frequenz von 10,4 MHz durchdringen, im weiteren als Bunchcross-Frequenz oder BC-Frequenz bezeichnet [24, 25]. Die Ausdehnung der Bündel liegt bei $\sigma_x \approx 280$ μm, $\sigma_y \approx 60$ μm und $\sigma_z \approx 1$ cm für Elektronen und $\sigma_x \approx 180$ μm, $\sigma_y \approx 60$ μm und $\sigma_z \approx 11$ cm für Protonen.

Bei der erreichten Luminosität und einem Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von ϕ-Mesonen in der ep-Streuung von etwa 0,1 μb ergibt sich eine Produktionsrate von 1 Hz. Die Rate der Untergrundereignisse durch Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Restgas und Strahlführungskomponenten liegt mit etwa 100 kHz etwa fünf Größenordnungen darüber. Dies stellt besondere Anforderungen an das Triggersystem (Kapitel 3).

1.2 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

In niedrigster Ordnung (Bornsche Näherung) wird die ep-Streuung durch den Austausch eines Eichbosons zwischen dem Elektron und einem Konstituenten des Protons beschrieben. Der Austausch der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung (Z^0, W^+, W^-) ist aufgrund ihrer großen Masse (91 bzw. 80 GeV) gegenüber dem Photonaustausch stark unterdrückt und nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Im weiteren bezeichnen k, k', P, P' und $q = k - k'$ die Viererimpulse des einlaufenden und auslaufenden Elektrons, des einlaufenden Protons und auslaufenden hadronischen Systems, sowie des ausgetauschten Photons (siehe Abbildung 1.3). Zur Beschreibung der Ereigniskinematik werden folgende lorentzinvariante Größen benutzt: Das Quadrat der Schwerpunktsenergie

$$s := (k + P)^2 = 4E_e E_p + m_e^2 + m_p^2 \approx 4E_e E_p \qquad (1.1)$$

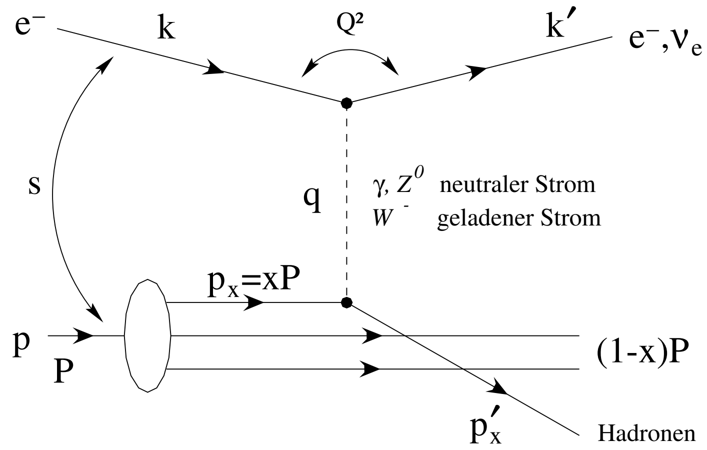


Abbildung 1.3: Feynmangraph der tiefinelastischen Elektron-Quark-Streuung in niedrigster Ordnung.

wird durch die Energien des e- und p-Strahls festgelegt, diese waren 1996–1998 $E_e = 27{,}6$ GeV und $E_p = 820$ GeV, entsprechend $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. Ende 1998 wurde die Energie des Protonenstrahls auf 920 GeV erhöht, seitdem ist $\sqrt{s} = 318$ GeV. Weiterhin wird die Virtualität des ausgetauschten Photons

$$Q^2 := -q^2 = -(k' - k)^2 , \tag{1.2}$$

sowie der Anteil der Energie des Elektrons, der auf den hadronischen Endzustand übertragen wird (betrachtet im Ruhesystem des einlaufenden Protons)

$$y := \frac{q \cdot P}{k \cdot P} , \tag{1.3}$$

definiert. Q^2 und y können aus der im H1-Detektor gemessenen Energie des auslaufenden Elektrons E'_e und dessen Streuwinkel[3] berechnet werden:

$$Q^2 = 4E_e\, E'_e\, \cos^2\frac{\theta}{2} , \tag{1.4}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\, \sin^2\frac{\theta}{2} . \tag{1.5}$$

Weiterhin wird die Bjorken'sche Skalenvariable x eingeführt:

$$x := \frac{Q^2}{2P \cdot q} . \tag{1.6}$$

x kann als Impulsanteil des am Streuprozeß beteiligten Partons am Gesamtimpuls des Protons betrachtet werden. Aufgrund der Beziehung $Q^2 = sxy$, genügt bei bekannter Schwerpunktsenergie die Angabe von zwei der drei Variablen x, y, Q^2, um die Kinematik festzulegen

[3] Im H1-Koordinatensystem werden Polarwinkel θ gegen die Richtung des Protonenstrahls gemessen. Daher ist beim ungestreuten Elektron $\theta = 180°$.

1.2.1 Photoproduktion

Wird das Elektron nur wenig abgelenkt ($\theta \approx 180°$), so ist die Photonvirtualität Q^2 nahezu null. In diesem Fall kann der Elektronenstrahl als Quelle quasi-reeller Photonen betrachtet werden. HERA bietet somit die Möglichkeit, Photon-Proton-Streuung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien W des Photon-Proton-Systems zu untersuchen,

$$W^2 := (q + P)^2 = ys + m_p^2 - Q^2 \approx ys\,. \tag{1.7}$$

In der Näherung $Q^2 \approx 0$ spricht man von Photoproduktion. Die Photon-Hadron-Streuung zeigt starke Analogie zur Hadron-Hadron-Streuung [26]. Um dies zu verstehen, wird das „physikalische" Photon als Überlagerung des elektromagnetischen Feldes $|\gamma_{QED}\rangle$ mit einer hadronischen Komponente interpretiert:

$$|\gamma\rangle = |\gamma_{QED}\rangle + |h\rangle\,. \tag{1.8}$$

Die Streuprozesse werden bezüglich ihrer Elastizität z unterteilt,

$$z := \frac{P \cdot V}{P \cdot q}\,. \tag{1.9}$$

Dabei bezeichnet V den Viererimpuls des auslaufenden Hadrons (hier Vektormeson, siehe Abschnitt 1.4), das aus der hadronischen Komponente $|h\rangle$ hervorgeht. Man spricht von elastischer Photoproduktion, wenn das Proton intakt bleibt und somit z gleich eins ist.

Ein weiteres, den Streuprozeß charakterisierendes, Lorentzskalar ist das Quadrat des Impulsübertrags am Protonvertex:

$$t := (P - P')^2 = (q - V)^2\,. \tag{1.10}$$

1.3 Diffraktive Hadron-Hadron-Streuung

Man spricht von diffraktiver Streuung, wenn zwischen den Stoßpartnern lediglich Impuls und Drehimpuls und keine weiteren Quantenzahlen ausgetauscht werden. Die Stoßpartner können dabei sowohl elastisch streuen, als auch in einen multihadronischen Endzustand übergehen. Die vier Moden der diffraktiven Streuung sind in Abbildung 1.4 schematisch dargestellt.

In Analogie zur Optik wurde versucht, die diffraktive Hadron-Hadron-Streuung als Streuung einer ebenen Welle an einer Kreisscheibe zu verstehen [27]. Im einfachsten Fall einer schwarzen Scheibe mit Radius R erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dt} = \sigma_0 \, \frac{\left[J_1(R\sqrt{|t|})\right]^2}{|t|}\,, \tag{1.11}$$

wobei J_1 die Besselfunktion erster Ordnung bezeichnet. Es ergibt sich ein ausgeprägtes Maximum bei $t \approx 0$ (Vorwärtspeak), entsprechend kleinen Streuwinkeln in der Wellenoptik. Der Vorwärtspeak kann durch einen exponentiellen Abfall $d\sigma/dt \propto e^{bt}$ genähert

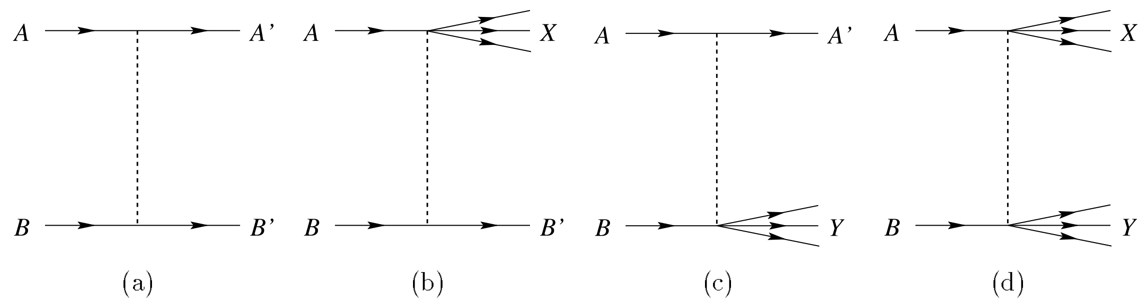


Abbildung 1.4: Einteilung der diffraktiven Streuung in elastische (a), einfach dissoziative (b), (c) und doppelt dissoziative Streuung (d). In dieser Arbeit wird das einlaufende Teilchen A als Photon bzw. virtuelles Vektormeson betrachtet. Teilchen A' bezeichnet das reelle Vektormeson, B das einlaufende Proton und B' das auslaufende Proton. Die Systeme X und Y bezeichnen multihadronische Zustände. Der Prozeß (b) wird als Photondissoziation bezeichnet und ebenso wie Prozeß (d) im weiteren nicht betrachtet. Das System Y wird mit den Fragmenten des dissoziierten Protons identifiziert, Prozeß (c) wird entsprechend „protondissoziativ" genannt. Der elastische Prozeß (a) wird auch „exklusiv" genannt, der protondissoziative Prozeß (c) auch „semi-exklusiv".

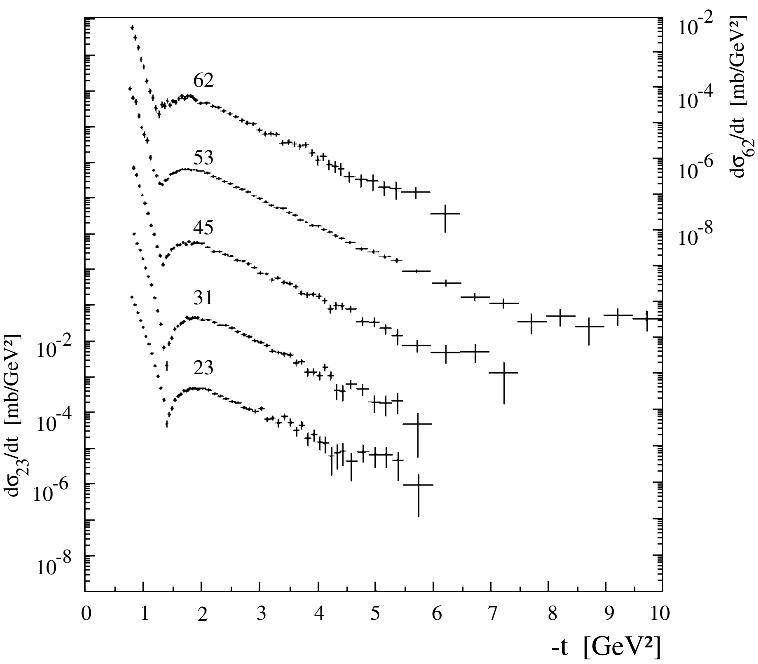


Abbildung 1.5: Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ als Funktion von $|t|$ in elastischer pp-Streuung. Dargestellt sind die Messungen am ISR[4] bei Schwerpunktsenergien von 23 – 62 GeV. Der Übersichtlichkeit wegen sind die einzelnen Kurven um jeweils einen Faktor 100 gegeneinander versetzt. Neben dem ausgeprägten Minimum, dessen Position mit zunehmender Schwerpunktsenergie zu kleineren Werten von $|t|$ wandert, erkennt man, daß die Breite des Vorwärtspeaks abnimmt („shrinkage"). Die Näherung $\sigma \propto e^{bt}$ gilt für kleine $|t|$ bis zum ersten Minimum. Weitere Minima wurden auch bei großen $|t|$ nicht beobachtet. Aus [27].

werden. Dabei gilt für den Steigungsparameter $b = R^2/4$ [28]. Bei größeren Werten von $|t|$ treten Interferenzmuster mit mehreren Minima auf.

Der Vergleich mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dt$ der pp-Streuung ergibt eine qualitative Übereinstimmung (Abbildung 1.5). Weiterhin ergibt sich aus dem beobachteten Wert von $b \approx 12\ \mathrm{GeV}^{-2}$ ein Radius $R \approx 5\ \mathrm{GeV}^{-1} = 1$ fm: ein Wert, der erstaunlich gut mit dem erwarteten[5] effektiven Radius $R = R_p + R_p \approx 1{,}6$ fm der

[4]Intersecting Storage Rings am CERN (Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire).
[5]Bei Verwendung des „Protonradius" $R_p = 0{,}8$ fm (siehe z.B. Perkins [29]).

pp-Streuung übereinstimmt. In realistischeren Modellen wird die schwarze Scheibe durch ein radialsymmetrisches Transmittivitätsprofil (z.B. gaußförmig) ersetzt. Der effektive Radius berechnet sich dann gemäß $R = \sqrt{R_p^2 + R_p^2} \approx 1{,}3$ fm.

Da das Transmittivitätsprofil nicht theoretisch vorhergesagt werden kann, ist der praktische Nutzen des optischen Modells zur Beschreibung der diffraktiven Streuung beschränkt [30, 31].

1.3.1 Regge-Theorie

Hadron-Hadron-Streuungen der Form $(a + b \to c + d)$ können im Rahmen der um 1960 entwickelten Streumatrix (S-Matrix) Theorie betrachtet werden [32].

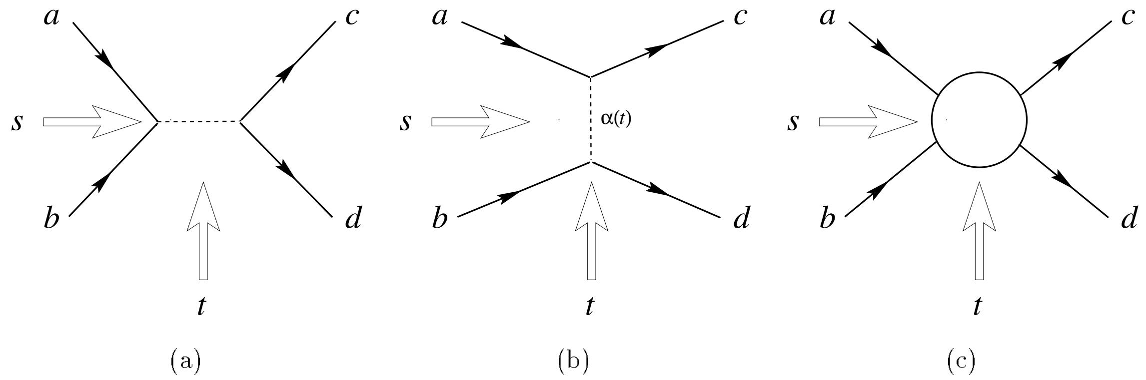


Abbildung 1.6: Es wird der Prozeß $a + b \to c + d$ betrachtet. Skizziert sind die Erzeugung einer Resonanz im s-Kanal (a) und der Austausch eines Teilchens bzw. einer Trajektorie (siehe unten) im t-Kanal (b). Abbildung (c) stellt den allgemeinen $2 \to 2$ Teilchen Streuprozeß dar.

Es werden die lorentzinvarianten Mandelstam Variablen

$$s := (P_a + P_b)^2, \tag{1.12}$$

$$t := (P_a - P_c)^2 = (P_b - P_d)^2, \tag{1.13}$$

$$u := (P_a - P_d)^2 \tag{1.14}$$

definiert, wobei P_i die Viererimpulse der Teilchen $i = a \dots d$ sind. Wie bereits in Abschnitt 1.2 und 1.2.1 eingeführt, bezeichnet s das Quadrat der Schwerpunktsenergie und t das Quadrat des Impulsübertrags von Teilchen a auf Teilchen b. Weiterhin gilt:

$$s + u + t = \sum_{i=a}^{d} m_i^2\,, \tag{1.15}$$

wobei m_i die Masse des Teilchens i bezeichnet. Falls a elastisch gestreut wird ($m_a = m_c$) ist t stets negativ, d.h. raumartig. Die Streuamplitude a eines elementaren Streuprozesses enthält einen Propagatorausdruck der Form

$$A(s,t) \propto \frac{1}{m^2 - t}\,, \tag{1.16}$$

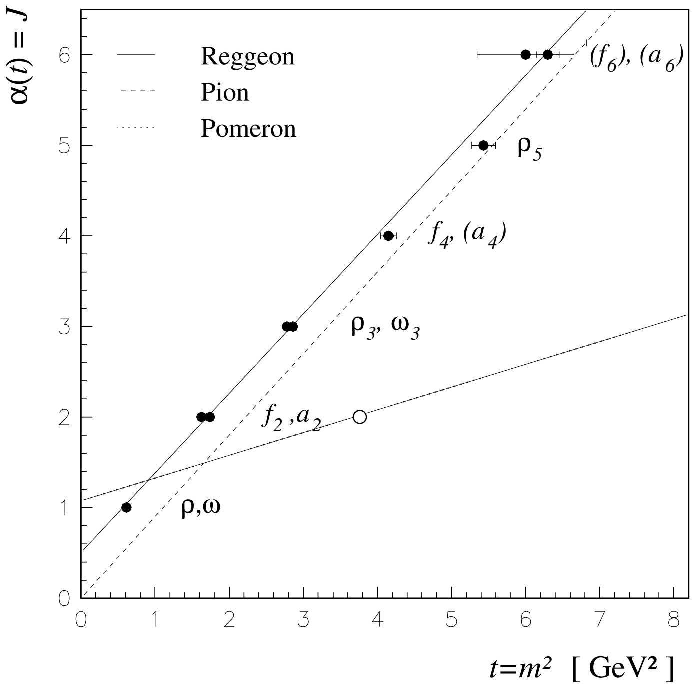


Abbildung 1.7: Chew-Frautschi-Plot [34] der $\rho\omega$-Trajektorie (durchgezogene Linie). Aufgetragen ist der Spin J der Teilchen als Funktion des Quadrats der Masse m. Nach der Gleichsetzung $t = m^2$ und $J = \alpha(t)$ ergibt die Anpassungsgerade eine Parametrisierung der Trajektorie $\alpha(t) \approx 0{,}5 + 0{,}9\,t/\mathrm{GeV}^2$. Ebenfalls dargestellt ist die nahezu parallel verlaufende π-Trajektorie und die Pomerontrajektorie (siehe unten), sowie die Position eines von der WA91-Kollaboration beobachteten Glueball-Kandidaten [35] auf der Pomerontrajektorie.

wobei m die Masse des ausgetauschten Teilchens ist.

In der Regge-Theorie [33] wird der Austausch einer ganzen Schar von Teilchen mit bis auf den Drehimpuls l identischen Quantenzahlen, der sogenannten Regge-Trajektorie $\alpha(l)$ betrachtet. Dazu wird die Streuamplitude in Partialwellen zerlegt:

$$A(s,t) = \frac{1}{16\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, A_l(t)\, P_l(\cos\theta_t)\,. \tag{1.17}$$

Dabei sind θ_t der Streuwinkel im Schwerpunktssystem und $P_l(x)$ die Legendrepolynome. Weiterhin wird die Streuung im s-Kanal durch Austausch eines virtuellen Teilchens ($t < 0$) mit der Bildung einer Resonanz im t-Kanal ($t > 0$) verknüpft, indem die Partialwellenentwicklung analytisch in die komplexe Drehimpulsebene $J = L + S$ (L Drehimpuls, S Spin) fortgesetzt wird. Für die Entwicklungskoeffizienten $A_l(t)$ ergeben sich Pole der Form

$$\lim_{\alpha(t)\to l} A_l(t) = \frac{\beta(t)}{\alpha(t) - l}\,, \qquad \text{mit } l \in \mathbb{N}, \tag{1.18}$$

wobei die Residuen $\beta(t)$ die Stärke der Kopplungen der Pole festlegen. Im Grenzfall sehr großer Schwerpunktsenergien $s \to \infty$, gilt für die Amplitude näherungsweise

$$A(s,t) \approx \beta(t) s^{\alpha(t)}\,. \tag{1.19}$$

Trägt man für Teilchen gleicher Quantenzahlen den Spin gegen das Quadrat der Masse auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang (Abbildung 1.7). Die resultierenden Geraden werden mit den Regge-Trajektorie identifiziert:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t\,. \tag{1.20}$$

Indem die Beiträge aller Regge-Trajektorien i summiert werden, ergibt sich die Streuamplitude zu

$$A(s,t) \approx \sum_i \beta_i(t)\, s^{\alpha_i(t)}\,. \tag{1.21}$$

Der Wirkungsquerschnitt des elastischen Prozesses $a + b \to a + b$ ist

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi\, s^2}|A(s,t)|^2 = \frac{1}{16\pi}\sum_i \beta^2_{ai}(t)\,\beta^2_{bi}(t)\, s^{2(\alpha_i(t)-1)}\,. \tag{1.22}$$

Dabei beschreibt $\beta_{xi}(t)$ die Kopplung der Trajektorie i an den Vertex $x \to x$. Die benutzte Faktorisierungseigenschaft ist experimentell gut bestätigt und rechtfertigt, die Vertizes getrennt zu behandeln.

Wie aus Gleichung 1.22 hervorgeht, dominieren die Trajektorien mit dem größten Achsenabschnitt (Intercept) bei $t = 0$ das Verhalten bei hohen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$. Der größte Achsenabschnitt einer Mesontrajektorie wurde für die ρ- und ω-Trajektorien beobachtet. Beide Trajektorien sind im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch und werden daher als eine Trajektorie, die sogenannte Reggeontrajektorie [28] betrachtet ($\alpha_{I\!R}(0) \approx 0{,}5$). Da dieser Achsenabschnitt kleiner als eins ist, ist ein mit s fallender Wirkungsquerschnitt zu erwarten.

Pomeranchuk und Okun [36, 37] konnten unter sehr allgemeinen Annahmen beweisen, daß in jedem Streuprozeß, bei dem Ladung ausgetauscht wird, der Wirkungsquerschnitt asymptotisch verschwindet [38].

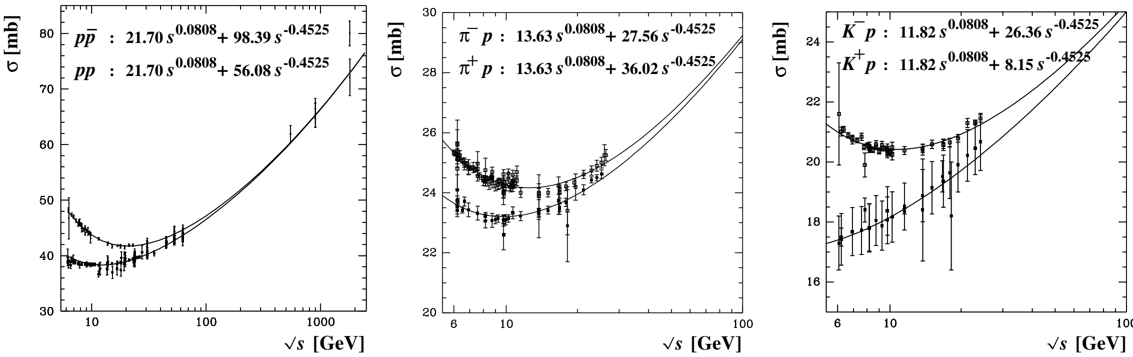
Experimentell wurden allerdings nicht sinkende sondern wachsende Wirkungsquerschnitte beobachtet, was mit einem dominanten Austausch von Vakuumquantenzahlen gleichbedeutend ist [39]. Dieser Austausch wird durch eine Trajektorie erklärt, deren Intercept oberhalb von eins liegt. Zwar berichtet die WA91-Kollaboration von einem Glueball-Kandidat mit $J = 2$ und $m = 1{,}9$ GeV [35], dennoch konnte bis jetzt kein Teilchen auf dieser Trajektorie definitiv nachgewiesen werden.

Da der Regge-Ansatz eine sehr erfolgreiche Parametrisierung des Streuprozesses liefert, wurde ein hypothetische Objekt namens Pomeron $I\!P$ postuliert, dessen Austausch durch die Pomerontrajektorie beschrieben wird. Das Pomeron besitzt die Quantenzahlen des Vakuums.

1.3.2 Parametrisierung nach Donnachie und Landshoff

Gemäß einer Parametrisierung, die 1992 von Donnachie und Landshoff [40] entwickelt wurde, kann der totale Wirkungsquerschnitt durch den Austausch von lediglich zwei Trajektorien beschrieben werden:

$$\sigma_{tot} = X s^{\epsilon} + Y s^{-\eta}. \tag{1.23}$$



(a) pp- und $p\bar{p}$-Streuung (b) $\pi^- p$- und $\pi^+ p$-Streuung (c) $K^- p$- und $K^+ p$-Streuung

Abbildung 1.8: Totale Wirkungsquerschnitte für ap und $\bar{a}p$-Streuung ($a \in \{p, \pi^+, K^+\}$) mit Fits gemäß Gleichung 1.23. Die Parameter ϵ und η wurden anhand der pp, $\bar{p}p$ Daten bestimmt (a) und in den Anpassungen in (b) und (c) fixiert. Die große Präzision, mit der die Parameter angegeben sind, dient dazu, die genaue Form der Anpassungskurve festzulegen. Die experimentelle Genauigkeit ist deutlich geringer. Aus [40].

Dabei sind die Exponenten

$$\epsilon = 0{,}08 \quad \text{und} \quad \eta = 0{,}45 \tag{1.24}$$

universelle Parameter. Die Zahlenwerte wurden von den Autoren durch Anpassung an pp- und $p\bar{p}$-Daten bestimmt (Abbildung 1.8).

Der Exponent $-\eta$ läßt sich gemäß $-\eta = \alpha_{I\!R}(0) - 1$ auf den Intercept der Reggeontrajektorie zurückführen. Der Exponent ϵ geht gemäß $\epsilon = \alpha_{I\!P}(0) - 1$ auf die Pomerontrajektorie $\alpha_{I\!P}(t) = \alpha_{I\!P}(0) + \alpha'_{I\!P}\, t$ zurück. Der Pomeronintercept $\alpha_{I\!P}(0)$ wird im folgenden kurz α_0, die Steigung der Pomerontrajektorie $\alpha'_{I\!P}$ kurz α' bezeichnet. Der Wert von α' wurde anhand von pp- und $p\bar{p}$-Daten zu 0,25 GeV^{-2} bestimmt [41].

1.3.3 Vorhersagen der Regge-Theorie

Wie aus Gleichung 1.22 ersichtlich, läßt sich die diffraktive Streuung für hohe Schwerpunktsenergien durch Pomeronaustausch beschreiben. Im Fall der ϕp-Streuung ist der Austausch von Mesontrajektorien unterdrückt, so daß auch bei niedrigen Schwerpunktsenergien nur Pomeronaustausch zu betrachten ist. Damit vereinfacht sich Gleichung 1.22 zu

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} \beta^2_{aI\!P}(t)\, \beta^2_{bI\!P}(t)\, s^{2(\alpha_{I\!P}(t)-1)}\,. \tag{1.25}$$

Die Regge-Theorie macht allerdings keine Vorhersagen über die Form der Kopplungen. Die optische Analogie (siehe Abschnitt 1.3) läßt, in Einklang mit experimentellen Beobachtungen, ein exponentielles Verhalten $\beta^2_{xI\!P}(t) \propto e^{b_x t}$ vermuten.

In der betrachteten Photon-Hadron-Streuung kann die Schwerpunktsenergie W des γp-Systems mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ der Hadron-Hadron-Streuung identifiziert werden. Zusammen mit Gleichung 1.20 ergibt sich somit

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\substack{t=0 \\ W=W_0}} e^{b_0 t} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4(\alpha(t)-1)} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\substack{t=0 \\ W=W_0}} e^{b(W)t} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon}, \tag{1.26}$$

$$b(W) = b_0 + 4\,\alpha' \ln \frac{W}{W_0}\,. \tag{1.27}$$

Dabei ist $b_0 := b(W_0)$. Für $\alpha' \neq 0$ ergibt sich als Konsequenz aus Gleichung 1.27 eine Abhängigkeit des Steigungsparameters b von der Schwerpunktsenergie W. Der Effekt, daß der exponentielle Abfall mit wachsender Schwerpunktsenergie steiler und der Peak der Vorwärtsstreuung entsprechend schmaler wird, trägt die Bezeichnung „shrinkage“ und kann genutzt werden, um α' in der ϕp-Streuung zu messen.

Betrachtet man die W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Vorwärtsstreuung

$$\left.\frac{d\sigma(W)}{d\sigma(W_0)}\right|_{t=0} = \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon}, \tag{1.28}$$

so kann ϵ und somit der Pomeronintercept $\alpha_0 = 1 + \epsilon$ gemessen werden. Die W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus Gleichung 1.26 durch Integration über t näherungsweise[6] zu

$$\frac{\sigma(W)}{\sigma(W_0)} = \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon} \frac{b(W_0)}{b(W)}\,. \tag{1.29}$$

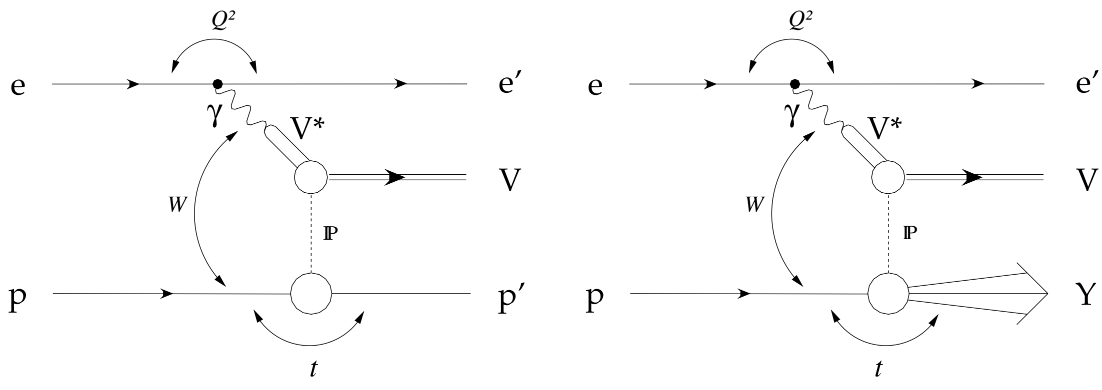
Empirisch wurde ein Verhalten wie $\sigma(W) \propto W^{\delta}$ beobachtet, wobei nur im Falle $b(W) = \text{const.}$ (d.h. $\alpha' = 0$) $\delta = 4\epsilon$ zu erwarten ist. Geht man von Gleichung 1.26 und 1.27 aus, so ergibt sich

$$\delta = 4\epsilon - \frac{\ln(b(W)/b(W_0))}{\ln(W/W_0)}\,. \tag{1.30}$$

1.3.4 Protondissoziative Streuung

In vorliegender Arbeit wird der Begriff „Protondissoziation“ für Prozesse der Art $\gamma p \to VY$ verwendet, dabei bezeichnet V das erzeugte Vektormeson und Y einen multihadronischen Endzustand der aus dem Proton hervorgeht (siehe auch Abbildung 1.4). Die invariante Masse M_Y, des Systems Y ist minimal $M_Y = m_p + m_{\pi^0}$ und maximal $M_Y = W$. Die Verteilung $d\sigma/dM_Y^2$ zeigt bei $M_Y^2 > 4\ \text{GeV}^2$ ein asymptotisches Verhalten wie $d\sigma/dM_Y^2 \propto 1/M_Y^2$. Im Bereich kleinerer Massen M_Y wurde in der $pd \to Yd$ und $pp \to Yp$-Streuung ein Resonanzverhalten beobachtet [28, 42], das durch die Produktion der $N^*(1440)$, $N^*(1520)$, $N^*(1680)$, und $N^*(1700)$-Resonanzen erklärt wird.

[6] Die Näherung besteht darin, daß sich die Integration über $[0, \infty)$ erstreckt.



(a) Elastische Streuung (b) Protondissoziation

Abbildung 1.9: Kinematik der diffraktiven Vektormesonproduktion.

Mit geeigneter Parametrisierung $f(M_Y^2)$ der Resonanzregion des M_Y-Spektrums wird von der Regge-Theorie folgender doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt vorhergesagt [28, 43]:

$$\frac{d^2\sigma}{dt\, dM_Y^2} = \left.\frac{d^2\sigma}{dt\, dM_Y^2}\right|_{\substack{t=0 \\ W=W_0 \\ M_Y=M_0}} e^{b(W,M_Y)t} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon} \frac{f(M_Y^2)}{M_Y^{2(1+\epsilon)}} \frac{M_0^{2(1+\epsilon)}}{f(M_0^2)} \tag{1.31}$$

mit einer Abhängigkeit des Steigungsparameters b von M_Y

$$b(W, M_Y) = b(W_0, M_0) + 4\alpha' \left(\ln \frac{W}{W_0} - \ln \frac{M_Y}{M_0}\right) . \tag{1.32}$$

Experimentell wurden in der protondissoziativen Streuung deutlich kleinere Steigungsparameter b als in elastischer Streuung beobachtet. Eine quantitative Vorhersage dieses Effektes folgt in Abschnitt 1.4.2.

1.4 Vektormeson-Dominanz-Modell

Wie in Abschnitt 1.2.1 bereits erwähnt, kann das Photon als Überlagerung des reinen QED-Zustands mit einer hadronischen Komponente $|h\rangle$ betrachtet werden. Da $|h\rangle$ in allen Quantenzahlen mit dem Photon übereinstimmen muß ($J^{PC} = 1^{--}, Q = B = S = 0$), wird $|h\rangle$ im Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) als Überlagerung aller neutralen Vektormesonen dargestellt:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{QED}\rangle + \sum_V \frac{e}{\gamma_V}|V\rangle . \tag{1.33}$$

Dabei ist N eine geeignete Normierung und e die Elementarladung. Die Kopplungskonstanten γ_V werden durch die Massen m_V und leptonischen Zerfallsbreiten Γ_V der Vektormesonen bestimmt

$$\frac{\gamma_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2 m_V}{3\Gamma_V} , \tag{1.34}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante bezeichnet. Somit besteht folgende Beziehung zwischen dem totalen und dem elastischen Wirkungsquerschnitt der Vektormesonproduktion:

$$\sigma(\gamma p \to Vp) = \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2}\,\sigma(Vp \to Vp)\,. \tag{1.35}$$

Da der Wirkungsquerschnitt des reinen QED-Prozesses mit $1/s$ abnimmt und der Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadron-Streuung bei großem s wie s^ϵ (siehe Gleichung 1.23) ansteigt, dominiert die hadronische Komponente bei hohen Schwerpunktsenergien.

Anschaulich kann der Prozeß $\gamma + P \to V + P$ so verstanden werden, daß das Photon in ein Vektormeson $V = \rho^0, \omega, \phi, J/\psi, \Upsilon$ fluktuiert, das während der Formationszeit Δt elastisch am Proton gestreut wird [26]. Die Formationszeit ergibt sich aus der Unschärferelation

$$\Delta t = \frac{1}{E_\gamma E_V} \approx \frac{2E_\gamma}{Q^2 + m_V^2}\,. \tag{1.36}$$

Das VDM kann auch auf virtuelle Photonen ausgeweitet werden, wobei sich näherungsweise folgende Q^2 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitt ergibt [44]:

$$\frac{\sigma_{\gamma p}^T(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T(0)} = \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2}\right)^2\,. \tag{1.37}$$

Dabei steht σ^T für den Wirkungsquerschnitt transversal polarisierter Photonen. Für virtuelle Photonen kann außerdem longitudinale Polarisation auftreten. Sakurai [44] sagt für das VDM folgendes Verhältnis zwischen longitudinalem und transversalem γp-Wirkungsquerschnitt voraus:

$$R(Q^2) = \frac{\sigma_{\gamma p}^L(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T(Q^2)} = \xi\frac{Q^2}{m_V^2}, \qquad \text{mit} \qquad \xi = 1\,. \tag{1.38}$$

1.4.1 Zusammenhang zwischen *ep*- und *γp*-Wirkungsquerschnitt

Der bei HERA gemessene ep-Wirkungsquerschnitt kann für kleine Q^2 in die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons durch das einlaufende Elektron, genannt Flußfaktor $\mathcal{F}_\gamma$, und den γp-Wirkungsquerschnitt zerlegt werden [46]:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\,dQ^2} = \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma}{dy\,dQ^2}\,\sigma_{\gamma p} = \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^T}{dy\,dQ^2}\,\sigma_{\gamma p}^T + \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^L}{dy\,dQ^2}\,\sigma_{\gamma p}^L\,. \tag{1.39}$$

Der Flußfaktor $\mathcal{F}_\gamma$ setzt sich aus einer transversalen $\mathcal{F}_\gamma^T$ und einer longitudinalen $\mathcal{F}_\gamma^L$ Komponente zusammen, die unter Verwendung der Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) [47]-[49] folgende Form annehmen [50]-[52]:

$$\frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^T}{dydQ^2} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi y Q^2}\left(\underbrace{1 + (1-y)^2}_{\text{WWA}} - 2\,(1-y)\frac{Q_{min}^2}{Q^2}\right)\,, \tag{1.40}$$

Vektor-meson	Quark-inhalt	Masse [MeV]	Lebens-dauer [s]	totale Zerfalls-breite [MeV]	lept. Zerfalls-breite [keV]	Zerfalls-kanäle	
ρ^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$	769	$4{,}4 \cdot 10^{-24}$	151	6,77	$\pi^+\pi^-$	100%
ω	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} + u\bar{u})$	782	$0{,}78 \cdot 10^{-24}$	8,4	0,60	$\pi^+\pi^-\pi^0$	88,8%
						$\pi^0\gamma$	8,5%
						$\pi^+\pi^-$	2,2%
ϕ	$s\bar{s}$	1019,41	$15 \cdot 10^{-21}$	4,4	1,37	K^+K^-	49,1%
						$K_L^0 K_S^0$	34,1%
						$\rho\pi$	12,9%
						$\pi^+\pi^-\pi^0$	3%
J/ψ	$c\bar{c}$	3096,9	$8 \cdot 10^{-21}$	0,09	5,28	e^+e^-	6,0%
						$\mu^+\mu^-$	6,0%
Υ	$b\bar{b}$	9460	$12 \cdot 10^{-21}$	0,05	1,33	e^+e^-	2,7%
						$\mu^+\mu^-$	2,5%
						$\tau^+\tau^-$	2,48%

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Vektormesonen. Die Auswahl der Zerfallskanäle beschränkt sich auf diejenigen mit dem größten Verzweigungsverhältnis. Alle Werte stammen aus [45] und wurden auf die letzte gültige Stelle gerundet.

$$\frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^L}{dy dQ^2} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi y Q^2} 2(1-y)\,. \tag{1.41}$$

Dabei ist $Q^2_{min}(y) = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$ die kleinste kinematisch mögliche Photonvirtualität bei gegebenem y. Das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Q^2 wird im VDM gemäß den Gleichungen 1.37 und 1.38 beschrieben. Da sich $\sigma_{\gamma p}$ im Vergleich zu Gleichung 1.39 nur sehr langsam mit y ändert, ergibt sich näherungsweise folgender Ausdruck zur Bestimmung des γp-Wirkungsquerschnitts:

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{\sigma_{ep}}{\mathcal{F}} \tag{1.42}$$

mit

$$\mathcal{F}(y_{min}, y_{max}) = \int\limits_{y_{min}}^{y_{max}} \int\limits_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} \left(\frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^T}{dy\, dQ^2} + \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^L}{dy\, dQ^2}\, \xi \frac{Q^2}{m_V^2} \right) \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 dy\, dQ^2\,. \tag{1.43}$$

Die Flußfaktoren $\mathcal{F}$ für verschiedene Bereiche der γp-Schwerpunktsenergie W wurden in dieser Arbeit durch numerische Integration bestimmt. Als Obergrenze der Integration über Q^2 wurde 1 GeV verwendet (siehe Abschnitt 7.1.3 und Abbildung 7.2). Der Einfluß des longitudinalen Terms beträgt für das ϕ-Meson in diesem kinematischen Bereich etwa 1%. Für schwerere Mesonen ist er entsprechend geringer (0,1% für J/ψ).

1.4.2 Das Modell von Ryskin, Shabelski und Shuvaev

Ryskin, Shabelski und Shuvaev [53] leiteten 1999 eine Formel ab, um den Steigungsparameter b des exponentiellen Abfalls von $d\sigma/dt \propto e^{bt}$ bei kleinen Werten von $|t|$ vorherzusagen. Die Vorhersagen sind dabei für alle Vektormesonen möglich, wobei lediglich die Masse m_V des Vektormesons als Parameter eingeht. Die Anwendbarkeit erstreckt sich auf Photo- und Elektroproduktion (Parameter Q^2), sowie auf elastische und protondissoziative Streuung.

Basierend auf dem VDM und der Regge-Theorie wird der Austausch eines Pomerons betrachtet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung wird in folgender Form angenommen:

$$\frac{d\sigma(\gamma p \to Vp)}{dt} = F_p^2(t) F_V^2(t, Q^2) |A(s,t)|^2 . \tag{1.44}$$

Dabei sind $F_p^2(t)$ und $F_V^2(t, Q^2)$ die Formfaktoren des Protons und Vektormesons und $A(s,t)$ die Amplitude der Konstituentenreaktion. Im Falle der protondissoziativen Streuung entfällt der Formfaktor des Protons:

$$\frac{d\sigma(\gamma p \to VY)}{dt} = F_V^2(t, Q^2) |A(s,t)|^2 . \tag{1.45}$$

Weiterhin basiert das Modell auf einfachen Parametrisierungen dieser Formfaktoren. Der Formfaktor des Protons wird wie üblich durch die Dipolform

$$F_p(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{m}\right)^2} \tag{1.46}$$

parametrisiert, mit $m^2 = 0{,}71$ GeV^2. Die Formfaktoren der Vektormesonen wurden bisher nicht experimentell bestimmt. In dem Modell wird die Annahme gemacht, daß sie der Monopolform von π- und K-Mesonen ähnlich sind:

$$F_V(t) = \frac{1}{1 + \frac{Q^2 + |t|}{m_V}} . \tag{1.47}$$

Das Argument $Q^2 + |t|$ soll die Beschreibung von Photo- und Elektroproduktion ermöglichen. Unter Verwendung einiger Näherungen leiten die Autoren Ausdrücke für die Steigungsparameter $b_V(t)$ der Vektormesonen V ab: für den protondissoziativen Fall

$$b_V^{pd}(t) = \frac{2}{m_V^2 + Q^2 + |t|} + 4\alpha'_{I\!P} \ln \frac{W\mu}{Q^2 + m_V^2} \tag{1.48}$$

und für den elastischen Fall

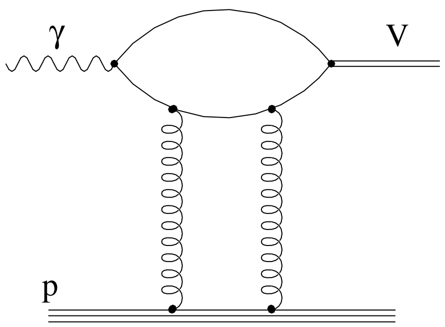
$$b_V^{el}(t) = b_V^{pd}(t) + \frac{4}{m^2 + |t|} . \tag{1.49}$$

Dabei ist der Skalenparameter $\mu = m_\rho$ und α' wird gemäß Messungen der pp- und $\pi^- p$-Streuung am SPS[7] [54, 55] zu $\alpha' = 0{,}15\ \mathrm{GeV}^{-2}$ festgelegt[8]. Aus Gleichung 1.49 folgt, daß bei $t = 0$ der Steigungsparameter in elastischer Streuung um $5{,}6\ \mathrm{GeV}^{-2}$ größer als in protondissoziativer Streuung ist.

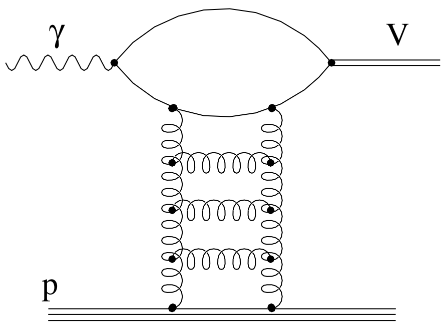
In Kapitel 8 wird die Messung für $\gamma p \to \phi Y$ mit der Vorhersage gemäß Gleichung 1.48 verglichen.

1.4.3 Vorhersagen der perturbativen QCD

In der Quantenchromodynamik wird die diffraktive Produktion von Vektormesonen störungstheoretisch durch den Austausch von Gluonen beschrieben. Dabei wird das Vektormeson als Quark-Antiquark-Paar und das Pomeron als Gluon-Gluon-Paar betrachtet.



(a) Erste Ordnung



(b) Gluonleiter

Abbildung 1.10: Feynman-Graphen der pQCD-Berechnungen. In niedrigster Ordnung wird der Austausch zweier Gluonen betrachtet, exemplarisch in (a) dargestellt. In höherer Ordnung wird das Pomeron als Gluonleiter betrachtet (b).

Die Vektormesonproduktion wird dabei in drei zeitlich aufeinander folgende Prozesse eingeteilt. Wie im VDM fluktuiert das Photon „lange" vor der Wechselwirkung in ein $q\bar{q}$-Paar. Dann findet auf sehr kurzer Zeitskala die Wechselwirkung zwischen $q\bar{q}$-Paar und Proton statt. „Lange" nach dieser „harten" Wechselwirkung formiert sich das $q\bar{q}$-Paar zum Vektormeson. Dabei wird nur der „harte" Prozeß der Wechselwirkung zwischen $q\bar{q}$-Paar und Proton störungstheoretisch berechnet. Da die Rechnungen eine quadratische Abhängigkeit des Vorwärtswirkungsquerschnitts von der Gluondichte im Proton voraussagen, wird die Möglichkeit diskutiert, durch die Beobachtung der Vektormesonproduktion zu einer alternativen Messung der Gluondichte des Protons zu gelangen [56, 57] (siehe auch [58]).

Damit die Wechselwirkung tatsächlich hart und somit störungstheoretisch berechenbar ist, muß durch Q^2, m_V^2 oder $|t|$ eine harte Skala gegeben sein. In vorliegender Arbeit ist $Q^2 < 1\ \mathrm{GeV}^2$ (Photoproduktion) und $m_V^2 = 1{,}039\ \mathrm{GeV}^2$. Diese Werte sind

[7] Super-Proton-Synchrotron am CERN.

[8] Ergebnis der Messungen: $\alpha' = 0{,}13 \pm 0{,}03\ \mathrm{GeV}^{-2}$ und $\alpha' = 0{,}14 \pm 0{,}03\ \mathrm{GeV}^{-2}$.

zu niedrig, um Störungsrechnung zu ermöglichen. Allerdings werden Reaktionen mit $|t|$ bis zu 4,0 GeV^2 beobachtet. Es ist anzunehmen, daß dadurch eine harte Skala verwirklicht wird.

Störungstheoretische Rechnungen, die von Ivanov, Ginzburg, Panfil und Serbo [59, 60] durchgeführt wurden, ergaben sowohl in niedrigster Ordnung des Austauschs zweier Gluonen (Abbildung 1.10a), als auch bei Verwendung der BFKL[9]-Evolution [61]-[63] zur Berechnung der Gluonleiter (Abbildung 1.10b), eine Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ gemäß

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{1}{|t|^3}\,. \tag{1.50}$$

Die Gültigkeit der Vorhersage setzt das Vorliegen leichter Vektormesonen (ρ^0, ω, ϕ) und großer Impulsüberträge $(|t| \gg \Lambda^2_{QCD})$ voraus.

1.5 Eigenschaften des ϕ-Mesons

Mit seiner Masse von 1,0194 GeV liegt das ϕ-Meson zwischen den leichten (ρ^0, ω) und den schweren (J/ψ, Υ) Vektormesonen. Für leichte Vektormesonen liefert die Regge-Theorie eine gute Beschreibung der experimentellen Befunde, für schwere Vektormesonen existieren störungstheoretische Rechnungen der pQCD, mit teilweise von der Regge-Theorie abweichenden Vorhersagen. Das ϕ-Meson eignet sich daher, um den Übergangsbereich vom „weichen“ Regime, der Domäne der Regge-Theorie, zu „harten“ Skalen und pQCD zu erkunden, insbesondere wurde bisher nicht untersucht, welchem Regime die protondissoziative ϕ-Streuung zuzuordnen ist.

Der Nachweis des ϕ-Mesons erfolgt über den dominanten Zerfall in zwei geladene Kaonen

$$\phi \;\rightarrow\; K^+K^-\,. \tag{1.51}$$

Die Lebensdauer der geladenen Kaonen ist selbst bei niedrigen Impulsen ausreichend, um die zentralen Spurkammern (siehe Abschnitt 2.2.1) zu durchqueren (Tabelle 1.3). Andere Zerfälle als die in Kaonen sind aufgrund der Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel unterdrückt [64]-[66]. Diese Regel besagt, daß Zerfälle, bei denen sich Quarklinien im Feynmandiagramm nicht vom Anfangszustand in den Endzustand fortsetzen, unterdrückt sind (Abbildung 1.11). Die Masse der beiden Zerfallskaonen beträgt 97% der ϕ-Masse, so daß im ϕ-Ruhesystem der Impuls der Zerfallskaonen nur 127 MeV beträgt.

HERA bietet die Möglichkeit, die diffraktive Streuung von Vektormesonen am Proton bei unterschiedlichen und, im Vergleich zu bisherigen Experimenten, deutlich höheren Schwerpunktsenergien, zu untersuchen.

[9]Balitskij, Fadin, Kuraev, Lipatov Gleichung. Näherung unter Betrachtung der größten auftretenden Logarithmen $\ln 1/x$ (leading log approximation, LLA).

	$K^{\pm}$	
Masse [MeV]	$493{,}68 \pm 0{,}02$	
Lebensdauer [ns]	$12{,}39 \pm 0{,}02$	
Mittlerer Impuls [Mev]	127	
Zerfallskanäle des K^+	$\mu^+\nu_\mu$	63,5%
	$\pi^+\pi^0$	21,2%
	$\pi^+\pi^+\pi^-$	5,59%

Tabelle 1.3: Eigenschaften der Zerfallskaonen. Aus [45].

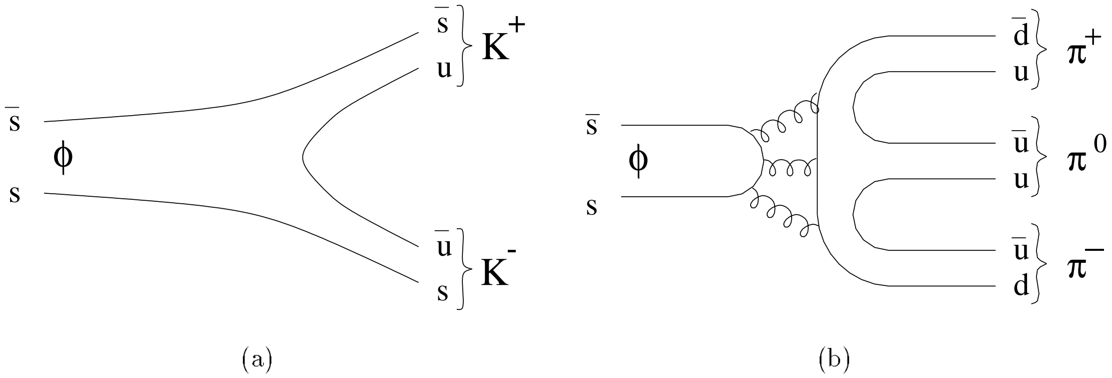


Abbildung 1.11: Veranschaulichung der OZI-Regel. Im dominanten Zerfall (a) $\phi \to K^+K^-$ verlaufen die s-Quarklinien vom Anfangs- zum Endzustand. Der Zerfall (b) in drei Pionen ist gemäß der OZI-Regel unterdrückt, da sich die s-Quarklinien nicht in den Endzustand erstrecken.

1.6 Experimentelle Befunde

Einen umfassenden Überblick der Ergebnisse zur Photoproduktion von Vektormesonen vor 1978 vermittelt [26]. Diese Messungen waren auf Schwerpunktsenergien W bis 20 GeV beschränkt.

Es wurde eine schwache Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie festgestellt, vergleichbar mit den Resultaten der pp- und $p\bar{p}$-Streuung. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ zeigen bei kleinen Werten von $|t|$ eine exponentielle Abhängigkeit ($d\sigma/dt \propto e^{bt}$). Es ist zu beachten, daß aufgrund von Problemen bei der Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen Vergleiche zwischen den einzelnen Experimenten große Vorsicht erfordern [67].

Bei HERA konnte der kinematische Bereich für die Beobachtung der Photoproduktion von Vektormesonen bis $W \approx 280$ GeV ausgedehnt werden [68, 18]. Für „weiche“ Reaktionen wie der elastischen ϕp-Streuung wurde $\delta = 0{,}22$ gemessen, in Übereinstimmung mit Gleichung 1.30 und dem beobachteten b_ϕ^{el} von etwa 8 GeV^{-2}.

Im Falle des J/ψ-Mesons ist aufgrund $b_{J/\psi}^{el} \approx 5$ GeV^{-2} eher $\delta \approx 0{,}15$ zu erwarten. Andererseits gibt es im Fall der elastischen J/ψ-Produktion Evidenz für

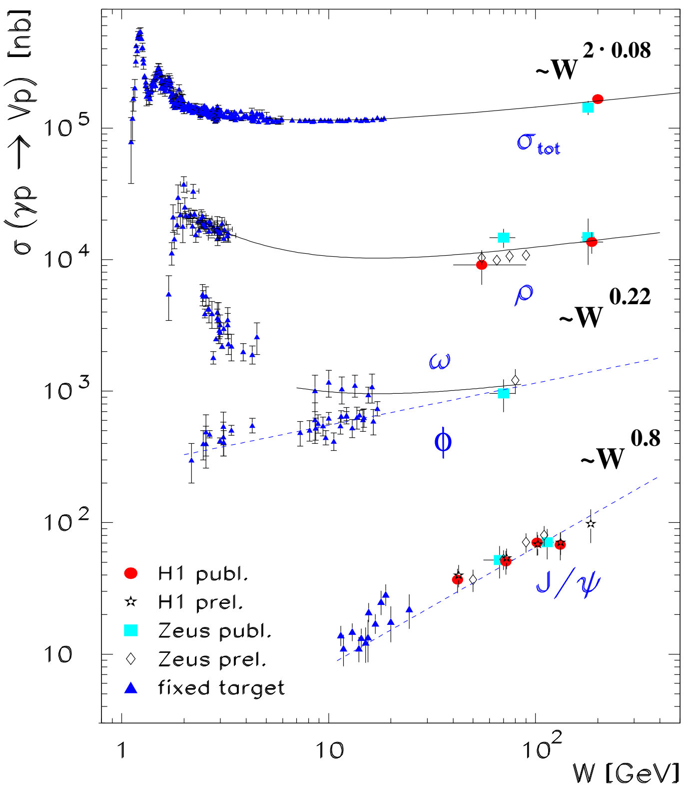


Abbildung 1.12: Energieabhängigkeit des totalen γp- und elastischen Vektormeson-Wirkungsquerschnitts. Der deutlich steilere Anstieg im Falle des J/ψ-Mesons wird als Übergang zur „harten“ Skala interpretiert. Aus [70].

$\alpha' = 0$ [69]. Daraus würde $\delta = 4\epsilon \approx 0{,}32$ folgen. Experimentell beobachtet wurde allerdings ein deutlich steilerer Anstieg des Wirkungsquerschnitt mit $\delta \approx 0{,}8$ [18]. Diese Beobachtung kann damit erklärt werden, daß aufgrund der großen Masse des J/ψ-Mesons der Bereich der „weichen“ hadronischen Wechselwirkungen überschritten ist und die Regge-Theorie ihre Gültigkeit verliert. Ein alternativer Ansatz geht von der Existenz zweier Pomerontrajektorien aus, einer „weichen“ mit $\alpha_{0\,weich} = 1{,}08$ und $\alpha'_{weich} = 0{,}25$ GeV^{-2} in Übereinstimmung mit der Beobachtung aller Reaktionen mit kleinen Skalen und einer „harten“ Pomerontrajektorie mit $\alpha_{0\,hart} \approx 1{,}4$ und $\alpha'_{hart} \approx 0{,}1$ GeV^{-2} [71]. Daraus würde sich ein maximaler Wert von $\delta \approx 1{,}6$ ergeben, der beobachtete Wert von $\delta \approx 0{,}8$ wird durch Mischung von „weichem“ und „hartem“ Pomeron erklärt.

In vorliegender Arbeit wird die Gültigkeit des „weichen“ Ansatzes der Regge-Theorie im Falle des ϕ-Mesons in protondissoziativer Streuung untersucht.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

Um ein möglichst vollständiges Bild der beobachteten ep-Kollisionen zu erhalten, kommen im H1-Detektor eine Vielzahl unterschiedlicher Techniken der Teilchendetektion zum Einsatz. Der Detektor ist daher in ein gutes Dutzend Detektorkomponenten aufgeteilt, die den Wechselwirkungspunkt wie Zwiebelschalen umgeben (Abbildung 2.2). Entsprechend den sehr unterschiedlichen Strahlenergien ist der Detektor in Richtung des Protonenstrahls aufwendiger instrumentiert. Eine ausführliche Beschreibung aller Detektorkomponenten findet sich in [24, 25]. Hier sollen nur diejenigen Detektorkomponenten beschrieben werden, die in vorliegender Arbeit verwendet wurden.

2.1 Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt, die x-Achse weist zum HERA-Mittelpunkt, die y-Achse weist vertikal nach oben und der Protonenstrahl zeigt in Richtung der positiven z-Achse, auch „Vorwärtsrichtung“ genannt. Neben den kartesischen Koordinaten (x, y, z) werden auch Zylinderkoordinaten (r, φ, z) und Kugelkoordinaten (r, φ, θ) verwendet, wobei der Azimutalwinkel φ gegen die positive x-Achse und der Polarwinkel θ gegen die positive z-Achse gemessen wird (siehe Abbildung 2.1).

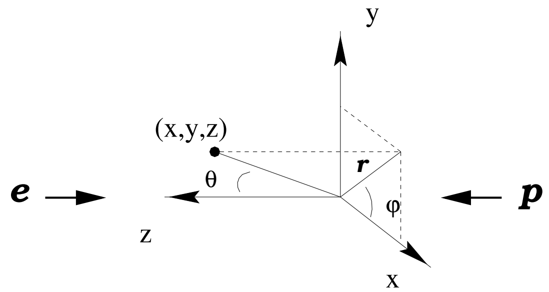
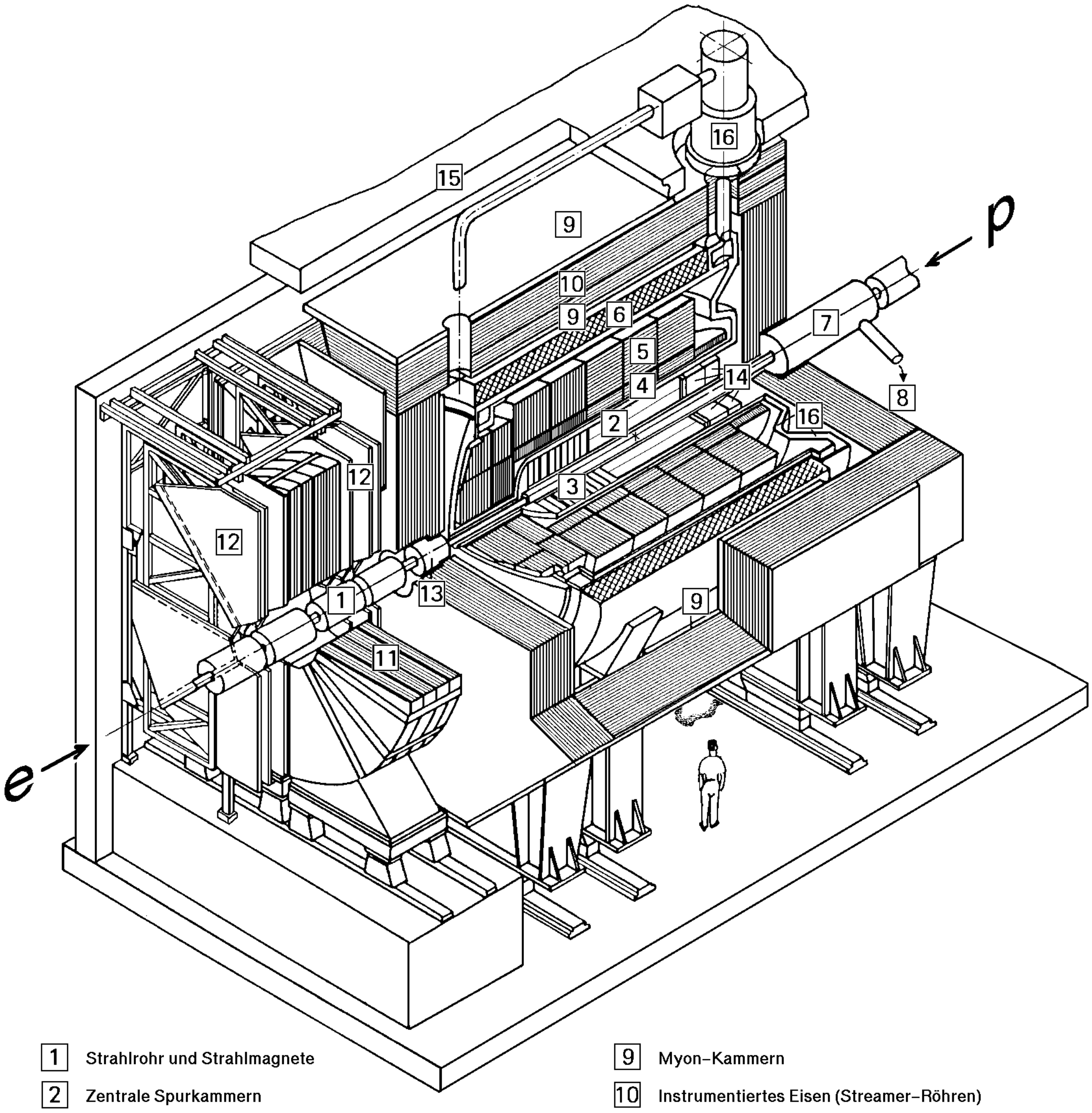


Abbildung 2.1: Das H1-Koordinatensystem. Verwendet werden kartesische (x, y, z), Zylinder- (r, φ, z) und Kugelkoordinaten (r, φ, θ).



- 1 Strahlrohr und Strahlmagnete
- 2 Zentrale Spurkammern
- 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule
- 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) } Flüssig-Argon
- 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) } Flüssig-Argon
- 6 Supraleitende Spule (1.2T)
- 7 Kompensationsmagnet
- 8 Helium-Kälteanlage
- 9 Myon–Kammern
- 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer–Röhren)
- 11 Myon–Toroid–Magnet
- 12 Vorwärtsmyonspektrometer
- 13 Vorwärtskalorimeter
- 14 Rückwärtiges Blei-Szintillator-Kalorimeter
- 15 Betonabschirmung
- 16 Flüssig-Argon-Kryostat

Abbildung 2.2: Schematische Ansicht des H1-Detektors.

2.2 Das Spurkammersystem

Der innerste Teil des Detektors wird vom Spurkammersystem gebildet. Es dient der Spurrekonstruktion, Vertexbestimmung, Impulsmessung und Teilchenidentifikation. Darüber hinaus werden einzelne Komponenten als Trigger benutzt. Die zur Bestimmung der Transversalimpulse p_t und der Ladungsvorzeichen nötige Bahnkrümmung der gestreuten Teilchen wird durch eine supraleitende Solenoidspule mit 5,75 m Länge und 6,08 m Durchmesser erreicht. Diese Spule erzeugt ein homogenes Magnetfeld von 1,15 T parallel zur Strahlröhre.

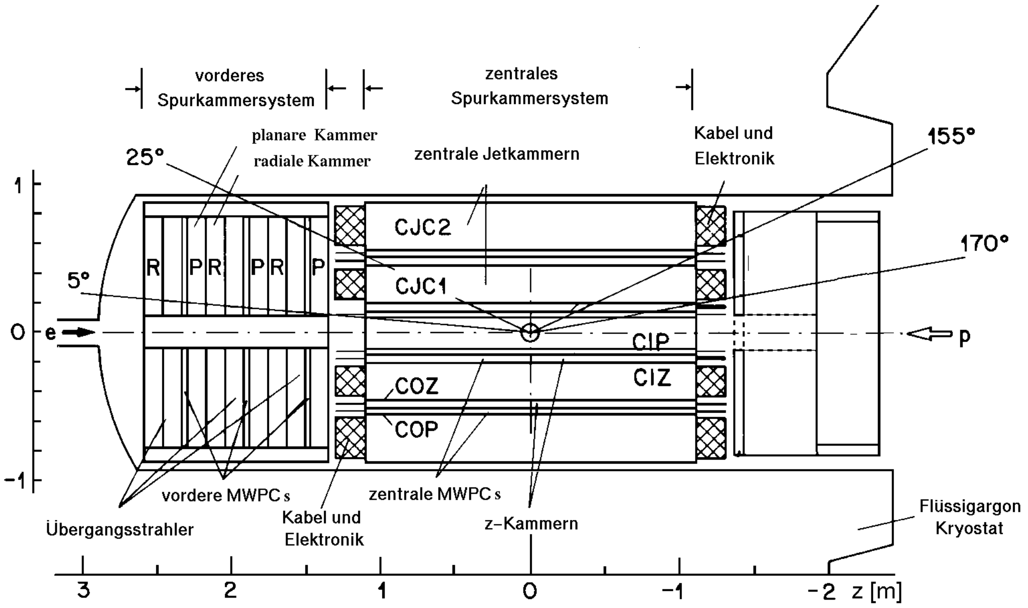


Abbildung 2.3: Seitenansicht des H1-Spurkammersystems.

2.2.1 Die zentralen Spurkammern

Für die Spurrekonstruktion im zentralen Bereich des Detektors (Polarwinkel $\theta \in [20°;160°]$) werden vier axial um die Strahlröhre angeordnete Driftkammern benutzt. Die wesentliche Aufgabe kommt dabei den zentralen Jetkammern (CJC1, CJC2) zu. Es handelt sich dabei um Driftkammern, deren 2640 Signaldrähte parallel zur Strahlröhre angeordnet sind. Die CJC1 besteht aus 30 Zellen, mit jeweils 24 Signaldrähten, die CJC2 aus 60 Zellen à 32 Drähten. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, sind die Driftzellen 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt. Dadurch driften die Ionisationselektronen etwa rechtwinklig zu den hochenergetischen Spuren, was die Spurauflösung optimiert. Zusätzlich treten weniger Mehrdeutigkeiten auf. Es wird eine Ortsauflösung von etwa 170 μm in der xy-Ebene (= $r\varphi$-Ebene) und eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 < 0{,}01$ GeV^{-1} erreicht. Mittels Ladungsteilung wird auch die z-Koordinate mit etwa 2 cm Genauigkeit gemessen. Der Energieverlust der Teilchen

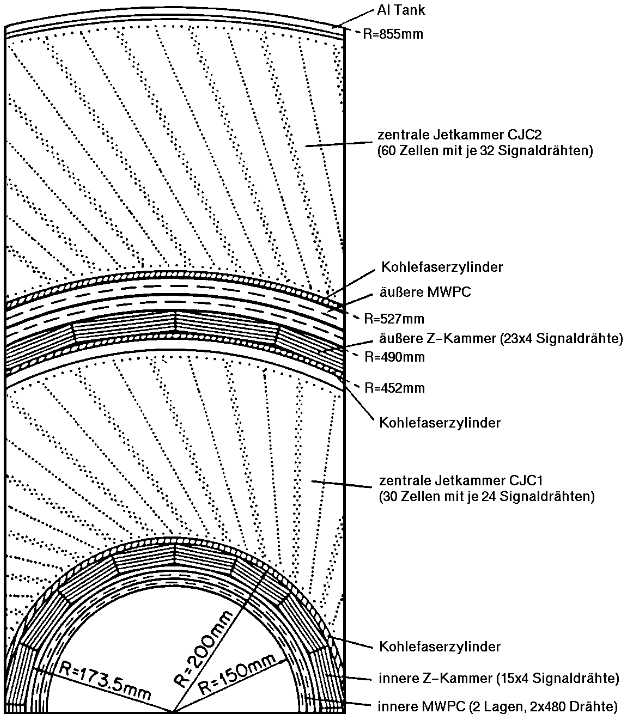


Abbildung 2.4: Radialer Ausschnitt des zentralen Spurdetektors.

beim Durchgang durch das Kammergas (ein Ar, CO_2, CH_4 Gemisch) wird mit einer Genauigkeit von $\sigma_{dE/dx} \approx 7\%$ gemessen, wodurch Teilchenidentifikation möglich ist.

Zur Verbesserung der z-Auflösung schließen sich innen und außen an die CJC1 dünne Driftkammern (CIZ und COZ), auch z-Kammern genannt, an. Die Drähte umgeben das Strahlrohr annähernd konzentrisch, die Auflösung beträgt etwa 350 μm.

2.2.2 Die zentralen Proportionalkammern

Die zentralen Proportionalkammern CIP und COP befinden sich innerhalb der CIZ und außerhalb der COZ (Abbildung 2.4). Es handelt sich um dünne Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs, multi wire proportional chambers) mit doppellagigen Signalpads, die vor allem als Trigger verwendet werden. CIP und COP sind entlang der z-Achse in 60 bzw. 18 Abschnitte unterteilt. Bezüglich des Azimuts sind sie in 16 Sektoren geteilt.

2.2.3 Das vordere Spurkammersystem

Der Winkelbereich von 5°–25° wird durch das vordere Spurkammersystem abgedeckt. Es setzt sich aus drei Modulen, bestehend aus Driftkammern, Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren zusammen. Die Auflösung beträgt etwa 150 μm in x-Richtung und 170 μm in y-Richtung. Die Vorwärtsproportionalkammern (FPC) dienen zur Ergänzung der von CIP und COP gelieferten Triggersignale im Vorwärtsbereich.

2.3 Die Kalorimeter

Mehrere Kalorimeter umgeben das Spurkammersystem. Sie dienen vor allem zum Messen der Energie und der Position des gestreuten Elektrons und der hadronischen Jets.

2.3.1 Das LAr-Kalorimeter

Das Flüssigargon-Kalorimeter (LAr) deckt den Polarwinkel im Bereich von 4°–153° ab. Es umgibt das Spurkammersystem im zentralen und vorwärtigen Bereich noch innerhalb des Magneten, so daß sich nur ein Minimum an totem Material vor dem LAr befindet. Um eine genaue Energiemessung von Elektronen, Photonen und hadronischen Jets zu erreichen, ist das LAr-Kalorimeter in einen inneren, elektromagnetischen und einen äußeren, hadronischen Teil aufgeteilt. Im elektromagnetischen Teil wechseln sich 2,4 mm dicke Bleiplatten als Absorber mit 2,4 mm dicken Schichten flüssigen Argons als aktivem Medium ab. Im hadronischen Teil werden 16 mm starke Platten aus Edelstahl als Absorber eingesetzt. Die Energieauflösung beträgt $12\%/\sqrt{E_e/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$ für Elektronen und $50\%/\sqrt{E_h/\mathrm{GeV}} \oplus 2\%$ für Pionen [72]. Zur genauen Winkelbestimmung und Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer besitzt das LAr-Kalorimeter eine sehr hohe Granularität der Auslesezellen. Es werden insgesamt etwa $6{,}5 \cdot 10^4$ elektronische Kanäle ausgelesen.

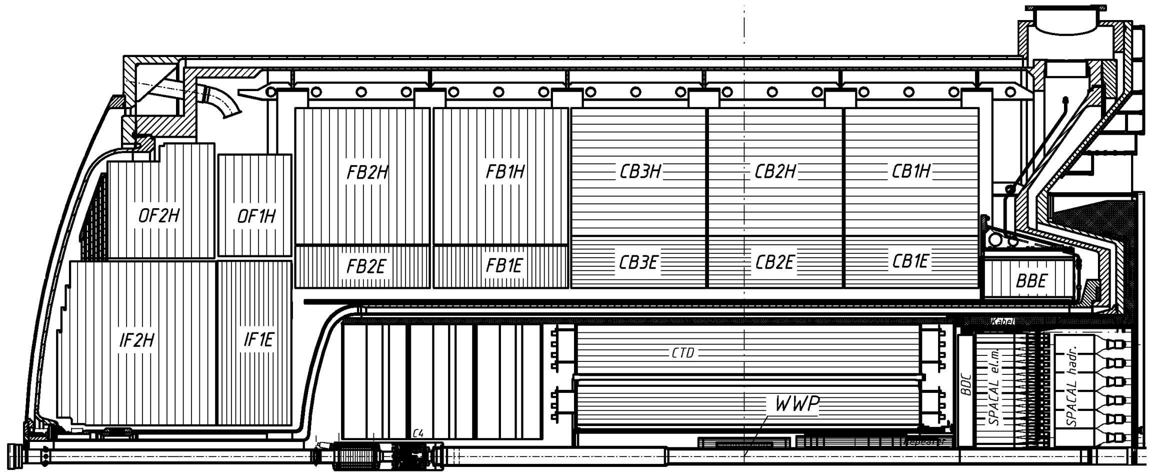


Abbildung 2.5: Seitenansicht des LAr-Kalorimeters mit der Einteilung in die Bereiche: „inner forward“ (IF), „outer forward“ (OF), „forward barrel“ (FB), „central barrel“ (CB) und „backward barrel electromagnetic“ (BBE). Bis auf den BBE-Bereich, der nur aus einem elektromagnetischen Teil besteht und dem rein hadronischen OF-Bereich, sind alle Bereiche in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil gegliedert. Im rückwärtigen Bereich befindet sich das Blei-Szintillator-Kalorimeter (SpaCal). Innerhalb der Kalorimeter befindet sich das Spurkammersystem.

2.3.2 Das SpaCal

Der rückwärtige Bereich von 155°–178° wird von einem aus Bleiabsorbern und Szintillationsfasern bestehenden Kalorimeter abgedeckt, das aus einem vorderen, elektromagnetischen und einem hinteren hadronischen Teil besteht. Wegen der Geometrie der Fasern wird es als SpaCal („spaghetti calorimeter") bezeichnet. Das SpaCal dient vor allem dem Nachweis des gestreuten Elektrons im Bereich $Q^2 \in [1\ \mathrm{GeV}^2; 100\ \mathrm{GeV}^2]$. Die Energieauflösung beträgt $7\%/\sqrt{E_e/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$ für elektromagnetische und $\sim\ 29\%/(E_h/\mathrm{GeV})$ für hadronische Schauer [73, 74].

2.4 Das Myonsystem

Das Myonsystem wird unterteilt in das instrumentierte Eisenjoch und das Vorwärtsmyonspektrometer. Das „instrumentierte Eisen" besteht aus Plastik-Streamerkammern, die sich im Eisenjoch befinden, das den magnetischen Fluß der Solenoidspule zurückführt. Die vier Komponenten („Forward Endcap", „Forward Barrel", „Backward Barrel" und „Backward Endcap" genannt) überdecken zusammen den Bereich von 4°–175° und dienen zum Nachweis von Myonen mit Energien größer als 1,2 GeV.

Das Vorwärtsmyonspektrometer wird in dieser Arbeit nicht als Myondetektor verwendet und im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.5 Detektoren im Vorwärtsbereich

Um zwischen elastischen und protondissoziativen Ereignissen zu unterscheiden, werden Detektoren benutzt, deren Akzeptanz sich zu kleinen Polarwinkeln erstreckt.

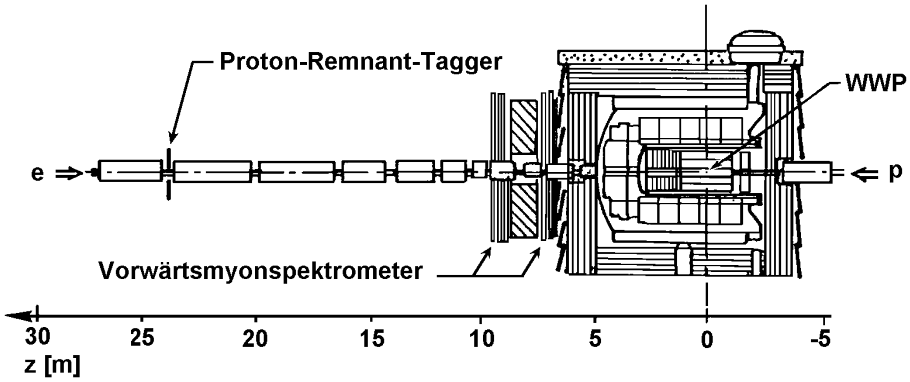


Abbildung 2.6: Position des Vorwärtsmyonspektrometers und des Proton-Remnant-Taggers [75].

2.5.1 Das Vorwärtsmyonspektrometer

Das Vorwärtsmyonspektrometer [76] befindet sich vor dem LAr-Kalorimeter und überdeckt den Winkelbereich von $4° < \theta < 17°$. Es besteht aus je drei doppellagigen Driftkammerebenen vor und hinter dem Toroidmagneten, die senkrecht zur Strahlachse angebracht sind. Das Spektrometer wurde konstruiert, um den Impuls hochenergetischer Myonen ($p > 5$ GeV) zu messen. Es eignet sich darüber hinaus zur Unterscheidung elastischer und protondissoziativer Ereignisse. Dabei werden Sekundärteilchen nachgewiesen, die in Kollisionen der Hadronen aus der Protondissoziation mit dem Strahlrohr erzeugt werden. Es wurde gezeigt, daß sich die Sensitivität auf einen Polarwinkel von $\theta \sim 0{,}15°$, und damit weit über die geometrische Akzeptanz hinaus, erstreckt [77]. Für den Nachweis protondissoziativer Ereignisse werden nur die ersten drei Lagen vor dem Toroidmagneten verwendet, da die Lagen nach dem Toroid von Synchrotronstrahlung gestört werden.

2.5.2 Der Proton-Remnant-Tagger

Der Proton-Remnant-Tagger (PRT) besteht aus sieben doppellagigen Plastikszintillatoren, die in Koinzidenz betrieben werden. Er umgibt die Strahlröhre bei $z = 24$ m und deckt den Polarwinkelbereich $0{,}06° < \theta < 0{,}25°$ ab [75].

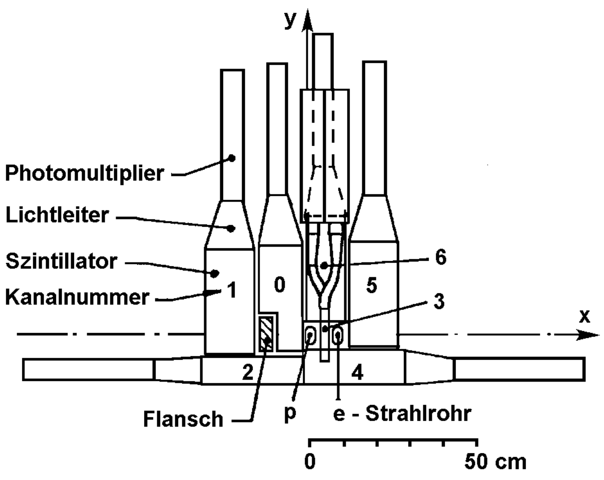


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Proton-Remnant-Taggers [75].

2.6 Das Luminositätssytem

Zur Bestimmung der Luminosität wird der Bethe-Heitler-Prozeß (Bremsstrahlung) $ep \to ep\gamma$ verwendet. Der Wirkungsquerschnitt ist aus der QED sehr genau bekannt und hinreichend groß, um als Normalisierung verwendet zu werden. Das Luminositätssytem besteht im wesentlichen aus einem Kalorimeter zum Nachweis des Elektrons (Elektrontagger) und einem Kalorimeter zum Nachweis des Photons (Photontagger).

Für beide Kalorimeter wird Koinzidenz verlangt. Sie bestehen aus TlCl- und TlBr-Szintillatorkristallen und befinden sich nahe der Strahlröhre, da die Bethe-Heitler-Elektronen und -Photonen vor allem unter sehr kleinen Winkeln bezüglich der Richtung des Elektronenstrahls auftreten. Elektron- und Photontagger sind bei $z = -33$ m und $z = -103$ m positioniert, sie decken eine Fläche von 154 mm $\times$ 154 mm beziehungsweise 100 mm $\times$ 100 mm ab. Der Elektrontagger kann außerdem verwendet werden, um das unter sehr kleinem Streuwinkel bis 5 mrad gestreute Elektron im Energiebereich $0{,}2 < y < 0{,}8$ nachzuweisen. Dadurch können Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 = 0{,}001$ GeV^2 selektiert werden, man spricht von „Tagged"-Photoproduktion.

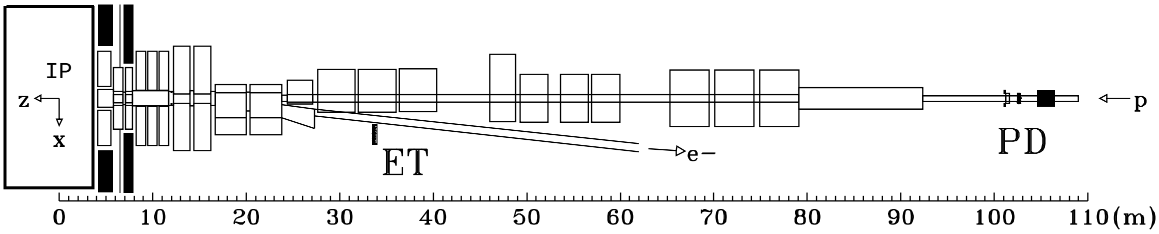


Abbildung 2.8: Das H1-Luminositätssystem, bestehend aus Elektrontagger (ET) und Photontagger (PD, Photondetektor).

Kapitel 3

Das Triggersystem

Die gesamte Detektorinformation wird über $2{,}7 \cdot 10^5$ elektronische Kanäle ausgelesen und erreicht einen Datenumfang von etwa 3 MByte pro Ereignis. Durch Nullunterdrückung (zero-suppression) leerer Auslesezellen werden die Daten auf 10–100 KByte pro Ereignis komprimiert. Die Rate, mit der die Ereignisse dauerhaft gespeichert werden können, wird durch die Schreibgeschwindigkeit auf Magnetbänder (maximal 1,2 MByte/s) limitiert. Zusätzlich wurde beschlossen, die Rate in Zukunft auf etwa 6 Hz zu reduzieren, um die Rechen- und Zugriffszeit, die für die Datenselektion und Analyse benötigt wird, zu verringern. Dem gegenüber steht die hohe Rate der Bündeldurchdringungen von 10,4 MHz und eine Rate an Untergrundereignissen in der Größenordnung 10–100 kHz.

3.1 Untergrundereignisse

Die Quelle der Untergrundereignisse sind im wesentlichen Kollisionen des Protonenstrahls mit den Kernen des Restgases im Strahlrohr (Strahl-Gas-Reaktion) und mit den Komponenten des Strahlführungssystems (Strahl-Wand-Reaktion).

3.1.1 Strahl-Gas-Reaktionen

Bei einer Strahl-Gas-Reaktion wechselwirkt das einfallende Proton mit einem der Nukleonen im Atomkern des Restgases im Strahlrohr. Zwar beträgt der Restdruck nur etwa $3 \cdot 10^{-9}$ Torr[1]. Da aber der Detektor noch auf Strahl-Gas-Ereignisse empfindlich ist, deren Vertex bis zu 100 m in rückwärtiger Richtung liegt und der Wirkungsquerschnitt einer pp-Kollision bei der resultierenden Schwerpunktsenergie von 40 GeV $\sigma_{pp} = 40$ mb beträgt, wird der Untergrund durch Strahl-Gas-Ereignisse dominiert [78].

[1] 1 Torr = 133,3224 Pa.

3.1.2 Strahl-Wand-Reaktionen

Während die Schwingungen der Elektronen um die Sollbahn durch die Abgabe von Synchrotronstrahlung beständig gedämpft werden, weitet sich der Protonenstrahl durch Strahl-Strahl-Wechselwirkungen mit der Zeit auf und bildet ein Halo. Dadurch kommt es zu Kollisionen der Protonen im Halo, die von Kollimatoren nur unvollständig absorbiert werden, mit der Wand des Strahlrohrs.

3.1.3 Synchrotronstrahlung

Die an den Strahlführungskomponenten auftretende Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls wird durch Kollimatoren größtenteils unterdrückt.

3.1.4 Kosmische Myonen

Die Rate, mit der kosmische Myonen den Detektor durchqueren, beträgt etwa 1 kHz. Durch die Forderung, daß beobachtete Spuren die Spurkammern in Nähe des Wechselwirkungspunkts durchqueren müssen, wird dieser Untergrund stark unterdrückt.

3.2 Die Triggerstufen im Überblick

Da bei jeder der alle 96 ns stattfindenden Bündeldurchdringungen (bunch cross, BC) eine *ep*-Kollision auftreten kann, ergibt sich eine Rate der „Ereigniskandidaten" von 10,4 MHz. Die Aufgabe des Triggersystems ist es diese Rate auf etwa 10 Hz zu reduzieren. Die nötige Auswahl kann allerdings nicht innerhalb von 96 ns getroffen werden, da bereits die Signallaufzeiten in den Kabeln mehrere BC betragen können. Darüber hinaus betragen die Signalformungszeiten einiger Detektorkomponenten einige BC:

- 13 BC beim LAr, bestimmt durch die Integrationszeiten der Vorverstärker,

- 11 BC bei den zentralen Driftkammern, verursacht durch Driftzeiten bis zu 1 μs.

Daher werden die Daten jedes Subdetektors in einem nach dem „first-in-first-out"-Prinzip organisierten Puffer (Pipeline) zwischengespeichert. Die Tiefe der Pipeline beträgt 27–35 BC, entsprechend einer Zeitspanne von 2,6–3,4 μs [24]. In dieser kurzen Zeit können nur einfache Entscheidungskriterien benutzt werden. Da sich die geforderte Reduktion der Eingangsrate nicht ausschließlich durch diese einfachen Kriterien erreichen läßt, wird das H1-Triggersystem in vier Stufen (Level) aufgeteilt, denen zunehmend mehr Zeit für eine Triggerentscheidung zur Verfügung steht.

3.2.1 Erste Triggerstufe — L1

Entsprechend der minimalen Tiefe der Pipeline von 24 BC muß die erste Triggerstufe (L1-Trigger) innerhalb von 2,3 μs eine erste Entscheidung treffen. Diese Entscheidung gliedert sich in zwei Aufgaben:

Erkennen von „nichtleeren“ Ereignissen
Dies verringert die Rate von 10,4 MHz für alle Ereigniskandidaten auf etwa 10–100 kHz „nichtleerer“ Ereignisse, bei denen es sich überwiegend um Untergrundereignisse handelt.

Erste Vorauswahl potentiell interessanter Ereignisse
Dabei werden verschiedene Eigenschaften der Ereignisse geprüft, um Untergrundereignisse zu verwerfen und Physikereignisse zu akzeptieren.

Dazu werden aus den Triggersignalen einzelner Detektorkomponenten sogenannte Triggerelemente gebildet, die nichtleere Ereignisse identifizieren und einfache Eigenschaften der Ereignisse charakterisieren. Die zentrale Triggerlogik auf Level 1 (CTL1, central trigger level 1) bildet durch logische Verknüpfung und Diskriminierung der maximal 192 Triggerelemente 128 sogenannte Subtrigger. Die Subtrigger sind auf verschiedene Ereignistopologien oder Physikklassen zugeschnitten. Eine Auswahl von Triggerelementen wird in Abschnitt 3.4 vorgestellt.

Sobald ein L1-Subtrigger ein positives Signal (L1-Keep) gibt, wird die Pipeline angehalten und die Auslese des Ereignisses begonnen. Ab diesem Zeitpunkt können keine weiteren Ereignisse aufgenommen werden, die Totzeit beginnt.

3.2.2 Zweite Triggerstufe — L2

Ab Auftreten eines L1-Keep stehen der zweiten Triggerstufe 20 μs zur Verfügung, um durch intelligentere Nutzung der Triggerdaten Untergrundereignisse zu verwerfen (L2-Reject). In diesem Fall wird die Auslese gestoppt und der Detektor ist wieder bereit, um neue Ereignisse zu triggern. Dadurch wird die Totzeit reduziert. Im Gegensatz zur CTL1 stehen auf L2 nicht nur die puren Triggerelemente, sondern detaillierte Informationen der einzelnen als Trigger eingesetzten Detektorkomponenten zur Verfügung. Da diese Daten für L2 gleichzeitig verfügbar sind, wird eine Filterung der von L1 getriggerten Ereignisse anhand hochdimensionaler Korrelationen der Daten möglich. Die Beschränkung der Bearbeitungszeit auf 20 μs erfordert das Parallelisieren der Berechnungen. Auf der zweiten Triggerstufe werden zwei alternative System eingesetzt:

L2TT
„L2-Topologischer-Trigger“, basierend auf zweidimensionalen topologischen Relationen [79],

L2NN
„L2-Neuronaler-Netzwerk-Trigger“, basierend auf Mustererkennung im hochdimensionalen Raum der Triggergrößen (Kapitel 4).

Zu jedem L2-Subtrigger existiert eine Liste von L1-Subtriggern, die dieser L2-Subtrigger zu validieren hat. Das bedeutet, daß die Entscheidung jedes L2-Subtriggers nur dann von Bedeutung ist, wenn wenigstens einer „seiner“ L1-Subtrigger aktiv war.

3.2.3 Dritte Triggerstufe — L3

Wird ein Ereignis von L2 akzeptiert, beginnen die zeitintensiven Ausleseoperationen wie die Nullunterdrückung der digitalen Driftkammersignale und die Digitalisierung der analogen Kalorimetergrößen. Die vollständige Auslese eines Ereignisses benötigt etwa 1,5 ms. In der ursprünglichen Planung soll der L3-Trigger etwa die Hälfte dieser Zeit (maximal 800 μs) nutzen, um die Untergrundereignisse herauszufiltern, die von L2 nicht verworfen wurden [80]. Bisher wurde der L3-Trigger nicht eingesetzt.

3.2.4 Vierte Triggerstufe — L4

Im Gegensatz zu L2 stehen auf der vierten Triggerstufe nicht nur die Daten der als Trigger eingesetzten Detektorkomponenten, sondern die gesamte Detektorinformation zur Verfügung. Sobald die Datenauslese abgeschlossen ist, werden die Daten in einem Ereignispuffer zwischengespeichert und der Detektor wieder freigegeben. Damit der Ereignispuffer nicht überläuft, ist L4 als Mehrprozessor Farm mit etwa 20 PowerPC-Karten implementiert. Jeder Prozessor bearbeitet ein zwischengespeichertes Ereignis, wobei zunächst die Spuren rekonstruiert und die Kalorimeterzellen zu Clustern zusammengefaßt werden. Bis 1996 wurden auf L4 nur solche Ereignisse verworfen, die von speziellen Algorithmen als Untergrund klassifiziert wurden. Im Jahr 1997 wurde die Strategie umgestellt, um eine höhere Ratenreduktion zu erreichen:

1. Monitortrigger werden akzeptiert.

2. Alle Triggerentscheidungen werden überprüft, Ereignisse ohne gesetzten Trigger verworfen (Triggerverifikation).

3. Als Untergrund klassifizierte Ereignisse werden verworfen.

4. Ereignisse mit harter (Q^2, p_t groß) werden akzeptiert.

5. Mehrere Unterfunktionen, sogenannte L4-Finder, selektieren Ereignisse aufgrund der beobachteten Physikreaktion. In dieser Arbeit wurde ein solcher L4-Finder zur Selektion von diffraktiv produzierten ϕ-Mesonen entwickelt (siehe Abschnitt 5.4).

6. Falls ein Ereignis weder als Untergrund klassifiziert wurde, noch von wenigstens einem der L4-Finder selektiert wurde, wird es mit einem von Q^2 abhängigen Prescale-Faktor (Abschnitt 3.3) versehen. Dieser ist um so höher, je niedriger Q^2 ist.

Bleibt die Eingangsrate unter der maximal verarbeitbaren Durchschnittsrate von derzeit ungefähr 50 Hz, arbeitet L4 totzeitfrei.

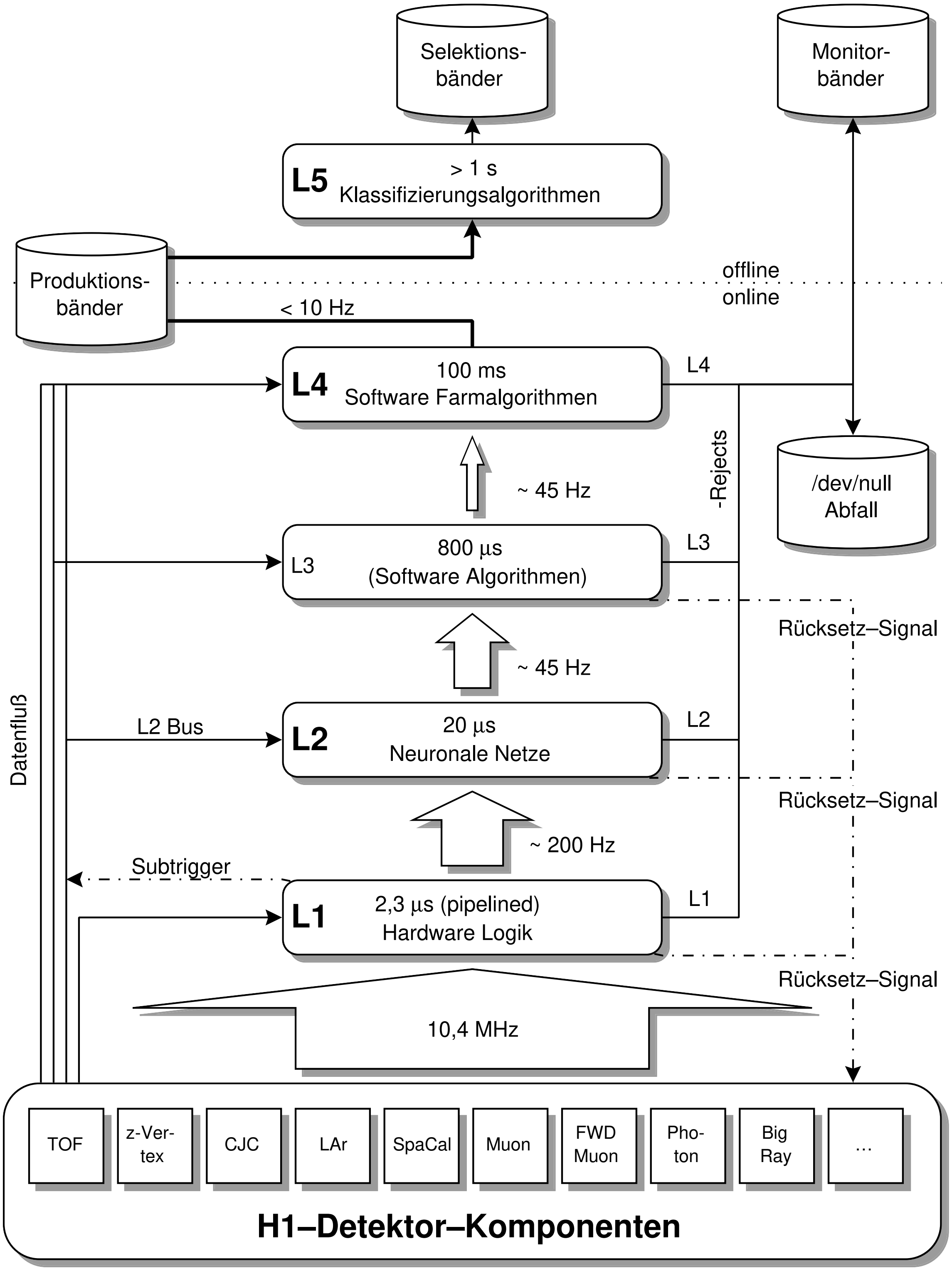


Abbildung 3.1: Das H1-Triggersystem. Dargestellt sind die Triggerstufen L1–L4 und deren maximale Eingangsrate und Verarbeitungszeit. Zur Vollständigkeit ist die erste „offline"-Verarbeitungsstufe (L5) dargestellt, die die auf Band geschriebenen Ereignisse klassifiziert. Ab 1997 wird diese Klassifikation bereits auf L4 durchgeführt. Abbildung nach [81].

	L1	L2	L4
Produziert Totzeit	nie	ja ($\lesssim$ 0,3%)	selten ($\lesssim$ 10%)
Synchron	ja	ja	nein
Ausgaberate [Hz]	≈ 150	≈ 45	≈ 10
Bearbeitungszeit	2,3 μs	20 μs	20 ms

Tabelle 3.1: Aktuelle Parameter der drei bisher genutzten Triggerstufen.

3.3 Prescale und Override

Um L4 bei möglichst hoher Auslastung und ohne Totzeit betreiben zu können, muß die L4-Eingangsrate im Bereich von 35–45 Hz liegen. Die Forderung, auf L2 höchstens 2% Totzeit zu produzieren, beschränkt zusätzlich die L2-Eingangsrate auf 1 kHz. Die notwendige Kontrolle über die Raten wird durch Herabskalierung (Prescale) einzelner Subtrigger ermöglicht. Die von der CTL gebildeten Subtrigger werden „roh“ bezeichnet (raw subtrigger). Sie werden erst nach Anwendung des „Prescale“ und „Override“ Verfahrens zum tatsächlichen Subtrigger (actual subtrigger).

Prescale

Ein Prescale-Faktor von n besagt, daß nur jede n-te positive Triggerentscheidung eines Subtriggers beachtet wird. Die Ratenreduktion des Subtriggers wird um den Faktor n erhöht, die Effizienz um den Faktor n herabgesetzt.

Override

Zur Kontrolle der Triggereffizienzen kann das Override-Verfahren benutzt werden. Dabei wird jedes m-te mal die negative Entscheidung eines Subtriggers revidiert und das Ereignis nicht verworfen. Die Ratenreduktion des Subtriggers (ohne Prescale) skaliert mit $1 - 1/m$, die Effizienz ϵ des Subtriggers (ohne Prescale) wird auf $1 - (\epsilon - 1)/m$ erhöht. In vorliegender Analyse spielen Override-Ereignisse mangels Menge keine Rolle, die Triggereffizienzen werden anhand unabhängiger Trigger geprüft.

Autoprescale

Seit 1998 können die Prescale-Faktoren der L1-Subtrigger automatisch an die aktuellen Raten angepaßt werden. Dazu werden die Raten der einzelnen L1-Subtrigger nach der Validierung durch L2 gemessen und mit Sollwerten verglichen. Überschreitet die gemessene Rate den Sollwert, werden die Berechnungen mit einem größeren Prescale-Faktor wiederholt. Es handelt sich dabei um ein iteratives Verfahren, das meist nach fünf Iterationen gegen einen neuen Satz von L1-Prescale-Faktoren konvergiert. Alle ein bis zwei Stunden wird ein auf diese Weise ermittelter Satz von L1-Prescale-Faktoren in die CTL1 geladen und benutzt. Die Sollwerte berechnen sich zum einen aus dem Ziel, eine totale L2-Ausgangsrate (ist L4-Eingangsrate) von 45 Hz zu erreichen, zum anderen aus individuellen Gewichten der einzelnen L1-Subtrigger.

3.4 L1-Triggerelemente

Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie die für diese Arbeit besonders bedeutsamen L1-Triggerelemente gebildet werden.

3.4.1 Der z-Vertex-Trigger

Der z-Vertex-Trigger [82] liefert bereits auf L1 eine erste Messung der Position des Vertex in z-Richtung. Die Funktionsweise wird in Abbildung 3.2 verdeutlicht. Dargestellt sind die doppellagigen Signalpads eines Sektors von CIP, COP und im vorderen Bereich FPC. Alle Kombinationen aktiver Signalpads von CIP und COP, bzw. CIP und FPC werden zu geradlinigen Strahlen (rays) verbunden. Für jeden Strahl wird die z-Koordinate des Schnittpunkts mit der z-Achse in ein Histogramm mit 16 Bins eingetragen. Die Binbreite beträgt 5,4 cm, die Bins sind von 0 bis 15 numeriert. Das Maximum dieses z-Vertex-Histogramms ist eine brauchbare Schätzung des Ereignisvertex.

Basierend auf dem z-Vertex-Histogramm werden fünf L1-Triggerelemente gebildet.

zVtx_t0
Es wurde mindestens ein Strahl bearbeitet. Bis auf zVtx_t0_nextbc enthält die zVtx_t0-Bedingung alle weiteren zVtx-Bedingungen als Teilmenge.

zVtx_t0_nextbc
Mindestens ein Strahl im nächsten BC.

zVtx_Cls
Alle Einträge im z-Vertex-Histogramm befinden sich in vier benachbarten Bins (cluster_bit). Optional werden Ereignisse, bei denen sich das Maximum in einem der Randbins {0, 1, 14, 15} befindet (edge_bit) oder bei denen es keinen Eintrag im z-Vertex-Histogramm gibt, verworfen. Dieses optionale Verhalten wird über zwei Parameter gesteuert, die in der H1-Datenbank gespeichert sind (CTVB-Bank[2]). Entsprechend den aktuellen Parametern werden sowohl leere Ereignisse als auch Ereignisse mit gesetztem edge_bit verworfen. Während eines vorübergehend aufgetretenen Defekts des z-Vertex-Triggers wurde das Triggerelement zVtx_Cls auf dem L2NN implementiert (Abschnitt 5.2.4).

zVtx_sig1 und **zVtx_sig2**
Diese Triggerelemente werden aktiviert, wenn die Höhe des Peaks im z-Vertex-Histogramm eines von zwei Signifikanzniveaus übersteigt.

[2] Mit Bank wird ein Datensatz im BOS-Format [83] bezeichnet (auch BOS-Bank). Dieses Format wird sowohl für Einträge in die H1-Datenbank, als auch zur Speicherung der Ereigniseigenschaften benutzt. Die Namen aller BOS-Bänke bestehen aus vier Buchstaben oder Ziffern.

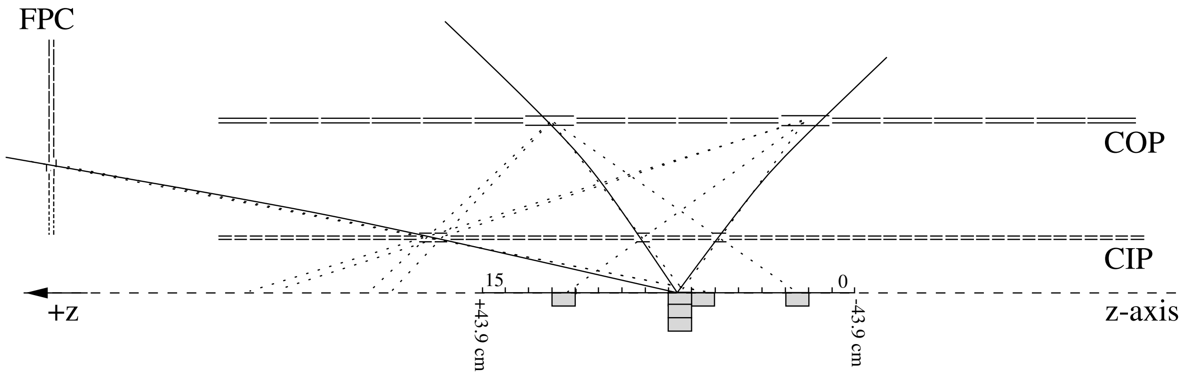


Abbildung 3.2: Funktionsweise des z-Vertex-Triggers.

zVtx_mul
Bei zVtx_mul handelt es sich um eine Kodierung der Zahl der Einträge im z-Vertex-Histogramm. Dabei bedeutet zum Beispiel zVtx_mul < 4 weniger als 11 Einträge.

3.4.2 Topologische Triggerelemente der Proportionalkammern

Die Strahlen, die mittels FPC, CIP und COP gebildet wurden, werden entsprechend ihrer Richtung in eine topologische Karte mit je 16-facher Unterteilung in Azimut φ und Polarwinkel θ eingetragen, wobei nur diejenigen Strahlen verwendet werden, die zum Maximum des z-Vertex-Histogramms beitragen. Aus dieser Karte können verschiedene topologische L1-Triggerelemente gebildet werden. Hier sei nur die gesamte Zahl der Einträge erwähnt:

Topo_Mult
Die Multiplizität der Projektion der topologischen Karte entlang des Polarwinkels θ. Topo_Mult=2 bedeutet somit, daß in genau zwei φ-Sektoren der topologischen Karte ein oder mehrere Einträge vorhanden sind.

3.4.3 Der DCRPhi-Trigger

Der DCRPhi-Trigger[3] erkennt Spuren geladener Teilchen in der $r\varphi$-Ebene. Die Spurelemente werden von der CJC geliefert, wobei 10 der insgesamt 56 Drahtlagen von CJC1 und CJC2 benutzt werden. Nach der Digitalisierung der Signale werden insgesamt 10^4 vordefinierte Masken benutzt, um Spuren zu finden. Die Masken sind ausreichend, um Spuren mit hohen ($p_t > 800$ MeV) und niedrigen ($400 < p_t < 800$ MeV) Transversalimpulsen zu unterscheiden. Für Spuren mit Transversalimpulsen unter

[3] Drift Chamber $r\varphi$ Trigger.

1 GeV wird zusätzlich zwischen positiver und negativer Ladung unterschieden. Die Zahl der passenden Masken wird für jede der vier Kombinationen (high_pos, high_neg, low_neg, low_pos) in jeweils 45 Sektoren gezählt. Daraus werden acht DCRPhi-Triggerelemente gebildet, wobei die Winkelinformation nicht genutzt wird.

DCRPh_T0
Mindestens eine T0 validierte Maske.

DCRPh_Ta, DCRPh_Tb, DCRPh_Tc
Mindestens ein, zwei bzw. drei Masken.

DCRPh_TPos, DCRPh_TNeg
Mindestens eine positive bzw. negative Maske.

DCRPh_THig, DCRPh_TLow
Mindestens eine Maske für großen bzw. kleinen Transversalimpuls.

Die Masken sprechen nur auf Spuren an, deren minimaler Abstand zur z-Achse kleiner als 2 cm ist, wodurch Untergrund von Strahl-Wand-Reaktionen und Synchrotronstrahlung stark unterdrückt wird. Die völlige Ineffizienz für Spuren mit Transversalimpulsen kleiner 400 MeV stellt eine wesentliche Einschränkung dar und wird in Kapitel 5 und Kapitel 7 diskutiert.

3.5 Der L1-Subtrigger für photoproduzierte ϕ-Mesonen

Für den Nachweis der Reaktion $\gamma p \to \phi N$ (dabei steht N für das Proton oder das protondissoziative System Y) anhand des Zerfallskanals $\phi \to K^+K^-$ wird seit Ende 1996 der L1-Subtrigger S68 eingesetzt [84]. Dieser besteht aus folgenden Triggerelementen:

$$\begin{aligned} \text{S68} \quad = \quad & \text{DCRPh\_Ta \&\& zVtx\_Cls \&\& Topo\_Mult=2 \&\&} \\ & \text{LAr\_IF=0 \&\& FwdMu\_Fwd\_Vtx=0 \&\& VETOs}^4 . \end{aligned}$$

Die Triggerelemente zVtx_Cls, Topo_Mult=2 und DCRPh_Ta wurden bereits vorgestellt. Die Bedeutung der weiteren Triggerlemente ist:

LAr_IF=0
Diese Bedingung bedeutet, daß im IF-Bereich des LAr-Kalorimeters kein Energieeintrag die Triggerschwellen überschritten hat.

[4] Zur Beschreibung von Triggerbedingungen und Analyseschnitten wird im weiteren die bei H1 übliche Schreibweise && für UND und || für ODER, verwendet.

FwdMu_Fwd_Vtx=0
Die eigentliche Aufgabe des Triggers des Vorwärtsmyonspektrometers ist es, vom Wechselwirkungspunkt unter $4° < \theta < 17°$ auslaufende Myonen zu triggern [85, 76]. Die Vetobedingung FwdMu_Fwd_Vtx=0 wird benutzt, um diffraktive Ereignisse vom Untergrund zu trennen.

VETOs
Zur weiteren Unterdrückung des Untergrunds werden die üblichen Vetobedingungen verwendet.

Die gesamte Rate des L1-Subtriggers S68 liegt je nach Größe der Strahlströme bei 5–20 Hz. Da L4 maximal 50 Hz Eingaberate totzeitfrei bearbeiten kann, ist diese Rate für einen einzelnen Zerfallskanal deutlich zu hoch. Die zugestandene Rate liegt — je nach Rate anderer Subtrigger — bei 1–2 Hz. Die Rate wird mittels des im nachfolgenden Kapitel beschriebenen neuronalen L2NN-Triggers reduziert.

3.6 Ereignisklassifikation

Um einen schnellen Zugriff auf die aufgezeichneten Daten zu ermöglichen, werden die Ereignisse vor der endgültigen Speicherung grob klassifiziert. Bis 1997 wurde dazu eine Filterstufe nach der eigentlichen Datennahme verwendet, die L5 genannt wird. Im Rahmen dieser Arbeit werden folgende Klassen verwendet:

L5-Klasse 10 und **11**
selektiert Ereignisse in denen das gestreute Elektron im SpaCal nachgewiesen wurde,

L5-Klasse 18
selektiert Ereignisse mit genau zwei „vertexgefitteten“ Spuren (d.h. Spuren, die durch Anpassung an den Ereignisvertex rekonstruiert wurden) im Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$, wobei zusätzlich eine Spur in Rückwärtsrichtung für das gestreute Elektron zugelassen ist.

Ab 1998 wird die Klassifikation bereits auf L4 vorgenommen, wobei sich die Klasseneinteilung größten Teils durch die angesprochenen L4-Finder ergibt. Folgende Klassen werden verwendet:

Klasse 13
steht für neun L4-Finder, die (semi-)exklusive[5] Endzustände in diffraktiven Ereignissen selektieren. Einer dieser L4-Finder wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird in Kapitel 5 vorgestellt,

[5] Dabei wird Protondissoziation zugelassen.

Klasse 20
selektiert Ereignisse in denen das gestreute Elektron im SpaCal nachgewiesen wurde,

Klasse 27
selektiert diffraktive Ereignisse mit großer Rapiditätslücke[6].

Der Zugriff wird durch FPACK [86] gesteuert, entsprechend werden die Klassen auch „FPACK-Klassen“ genannt.

3.7 Anmerkung zur Akzeptanz und Effizienzkorrektur

Da es prinzipiell unmöglich ist, alle im Detektor stattfindenden Ereignisse nachzuweisen, wird die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis anhand einer Ereignissimulation bestimmt. Durch eine detaillierte Beschreibung der Geometrie und der Materialien des Detektors kann das Ansprechverhalten des Detektors auf die an einer Reaktion beteiligten Teilchen für beliebige Ereignisse ermittelt werden. Dadurch ist die geometrische Akzeptanz sehr genau bekannt. Die Simulation der Nachweiseffizienz der einzelnen Detektorkomponenten wird mittels der Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Realität geprüft und die Simulation entsprechend optimiert. Eine ausführlichere Beschreibung der Simulation folgt in Kapitel 6.

[6]Mit Rapiditätslücke ist gemeint, daß im Endzustand in einem Intervall der Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$ keine Teilchen nachgewiesen werden. In diffraktiver Streuung tritt wegen der Farbneutralität des Pomerons eine Rapiditätslücke auf. Der Begriff wird üblicherweise im Zusammenhang mit doppelt dissoziativer Streuung verwendet.

Kapitel 4

Der neuronale Netzwerk-Trigger

Der neuronale Trigger zweiter Stufe (L2NN) hat maßgeblich dazu beigetragen, daß der Zerfall $\phi \to K^+K^-$ bei H1 mit hinreichend großer Statistik untersucht werden kann. Die Überwachung des Betriebs des L2NN, die Weiterentwicklung der für die Überwachung verwendeten Software sowie die Verbesserung bestehender Triggerelemente waren wesentliche Aspekte bei der Erstellung vorliegender Arbeit.

In diesem Kapitel wird nach einer knappen Einführung der Fokus auf die praktischen Aspekte des Betriebs des L2NN gerichtet. Die verschiedenen Schritte des Netztrainings, wie die Datenselektion, die Auswahl der Eingabegrößen, sowie die Optimierung der Netztopologie und Lernparameter werden besprochen. Anschließend wird das Kontroll- und Monitorsystem vorgestellt, das vollen Hardwarezugriff ermöglicht und den L2NN-Trigger rund um die Uhr überwacht (online-monitoring), um die einwandfreie Funktion des Systems jederzeit zu gewährleisten.

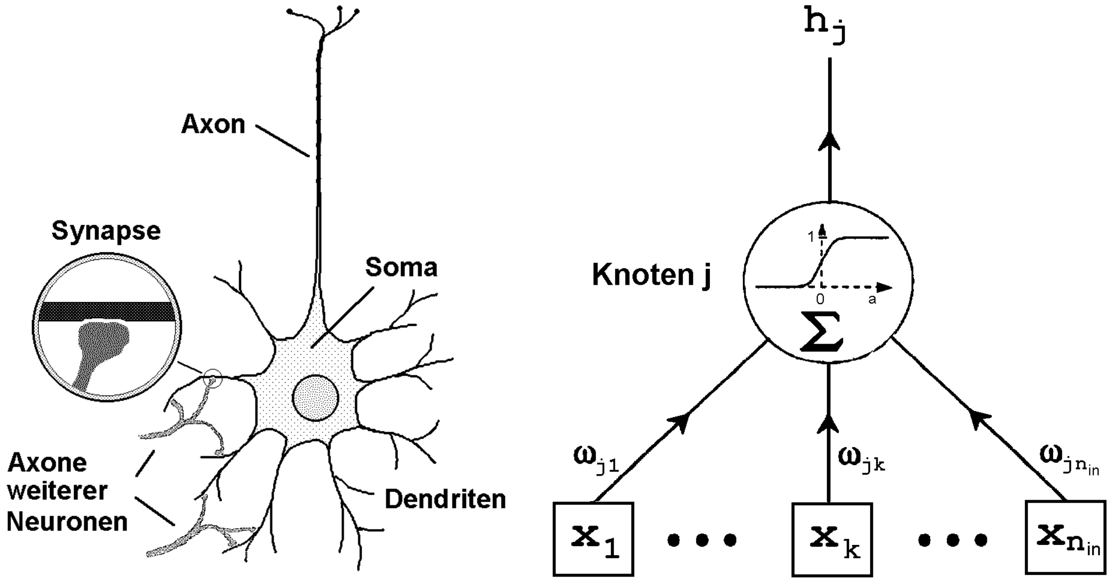
4.1 Motivation

Den Triggern zweiter Stufe stehen erstmals alle Informationen der einzelnen L1-Trigger zur Verfügung. Ziel der L2-Trigger ist eine gegenüber den L1-Subtriggern verbesserte Trennung von Physik und Untergrund. Um dies zu erreichen, werden Korrelationen der einzelnen L1-Triggergrößen ausgenutzt. Die Beschränkung der Bearbeitungszeit auf 20 μs erfordert eine Parallelisierung der Berechnungen.

Neuronale Algorithmen sind aufgrund ihrer inhärenten Parallelverarbeitung und ihrer Eignung für die Mustererkennung ein problemgerechter Ansatz, diese Aufgabe zu lösen.

4.2 Grundlagen neuronaler Netze

Im folgenden wird die Funktionsweise künstlicher neuronaler Netze kurz vorgestellt. Es wird auf eine allgemeine Behandlung verzichtet und nur ein spezieller Netztyp



(a) Nervenzelle (b) Modellneuron

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer Nervenzelle und eines Modellneurons, dem mathematisches Modell der Nervenzelle und Grundlage neuronaler Netze. Das Modellneuron bildet eine gewichtete Summe der Eingabegrößen und diskriminiert das Resultat gegen eine Schwelle. Wie dargestellt, wird eine differenzierbare Stufenfunktion, genannt Transferfunktion, mit weichem Verlauf verwendet.

besprochen, der den auf dem L2NN-Trigger verwendeten Algorithmen zugrunde liegt. Für eine umfassendere Darstellung wird auf die Literatur verwiesen [87]-[89].

Künstliche neuronale Netze basieren auf einem einfachen mathematischen Modell der Signalverarbeitung einer Nervenzelle, das 1943 von McCulloch und Pitts vorgestellt wurde [90]. Das Modellneuron, in den folgenden Abschnitten auch kurz als Neuron oder Knoten bezeichnet, bildet gemäß Gleichung 4.1 aus n Eingabegrößen x_i einen Ausgabewert o,

$$o = \mathrm{g}(a) = \mathrm{g}\left(\sum_{i=1}^{n} \omega_i \, x_i \, - \, \Theta\right) . \qquad (4.1)$$

Dabei bezeichnet g die Transferfunktion, a die Aktivierung, ω_i die i-te Komponente des Gewichtsvektors und Θ die Schwelle des Neurons. Üblicherweise wird die Fermifunktion als sigmoidale Transferfunktion $\mathrm{g}(x)$ verwendet:

$$\mathrm{g}(a) = \frac{1}{1 + e^{-a/T}} \qquad \text{mit} \qquad \mathrm{g}(a) \in (0;1) . \qquad (4.2)$$

Indem viele Neuronen zusammen geschaltet werden, entsteht ein neuronales Netz, das trotz der Einfachheit der einzelnen Neuronen äußerst komplexe Probleme lösen kann. Aus einem Theorem von Kolmogorov über die Approximation von Funktionen [91] folgt, daß bereits der in Abbildung 4.2 dargestellte Ansatz eines in drei Schichten strukturierten Netzes ohne Rückkopplung (dreilagiges Feedforward-Netz) in der Lage

Trigger	Name	Bedeutung	Wert
zVtx (MWPC)	`cpvsum`	Summe aller Einträge im z-Vertex-Histogramm	0-255
	`cpvmax`	Wert des Maximums im z-Vertex-Histogramm	0-255
	`cpvpos`	Position des Maximums im z-Vertex-Histogramm	0-15
	`cpvt`i	Eintrag in Bin i des z-Vertex-Histogramms	0-255
DCRPhi (CJC)	`trhineg`	Zahl der negativen Spuren mit hohem Impuls	0-45
	`trhipos`	positive Spuren, hoher Impuls	0-45
	`trloneg`	negative Spuren, niedriger Impuls	0-45
	`trlopos`	positive Spuren, niedriger Impuls	0-45
LAr	`larife`	Energie im „Inner Forward" des LAr	0-255
	`larfbe`	Energie im „Forward Barrel" des LAr	0-255
	`larcbe`	Energie im „Central Barrel" des LAr	0-255
zentr. Myon-syst.	`ironfb`	Treffer im „Forward Barrel" des Eisenjochs	0-255
	`ironbe`	Treffer im „Backward Endcap" des Eisenjochs	0-255
	`ironbb`	Treffer im „Backward Barrel" des Eisenjochs	0-255

Tabelle 4.1: Einige L2NN-Eingabegrößen.

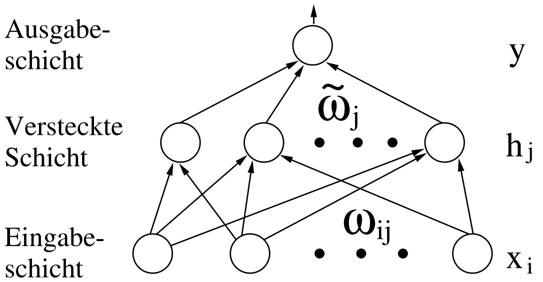


Abbildung 4.2: Schema eines dreilagigen Feedforward-Netzes. Das Netz ist in Schichten angeordnet, der Informationsfluß geht stets von einer Schicht zur nächsten. Für die Anwendung als Trigger ist ein Ausgabeknoten ausreichend.

ist, beliebige stetige Funktion $\mathbb{R}^n \mapsto \mathbb{R}$ zu realisieren[1] [92]-[95], sofern die Zahl der Knoten unbegrenzt ist. Die drei Schichten werden Eingabeschicht, versteckte Schicht und Ausgabeschicht genannt. Die Knoten der Eingabeschicht dienen als Datenpuffer für den Eingabevektor und führen ihrerseits keine Berechnungen durch. Der Eingabevektor besteht beim L2NN aus einer Auswahl von Netzeingabegrößen, die aus den vorhandenen Triggersignalen gebildet werden (siehe Tabelle 4.1).

Für den Einsatz als Trigger ist ein Neuron in der Ausgabenschicht ausreichend. Die geforderte boolesche Entscheidung wird erreicht, indem der Wert des Ausgabeneurons gegen eine Schwelle („Cut" des Netzes) diskriminiert wird.

Da nur Feedforward-Netze — also solche ohne Rückkopplung — verwendet werden, ist die Bearbeitungszeit bis zur Triggerentscheidung a priori bekannt.

[1] Als Transferfunktion des Ausgabeknoten muß dazu die Identität verwendet werden.

4.2.1 Geometrische Interpretation

Die einfache Struktur eines dreilagigen Feedforward-Netzes erlaubt es, die Funktionsweise geometrisch zu interpretieren. Jedes Neuron der versteckten Schicht definiert im Raum der Eingabevektoren durch

$$\vec{w} \cdot \vec{x} - \Theta = 0 \tag{4.3}$$

eine Zerlegung in zwei disjunkte Teilräume. Durch die Verwendung mehrerer versteckter Knoten können komplizierte Trennungen verwirklicht und damit komplizierte Triggeraufgaben gelöst werden (Abbildung 4.3).

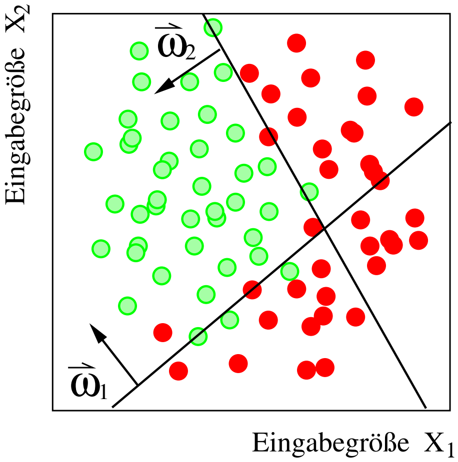


Abbildung 4.3: Veranschaulichung der Funktionsweise eines dreilagigen Feedforward-Netzes mit zwei Eingabe- und zwei versteckten Knoten. Die Kreise veranschaulichen die Ereignisse der beiden zu trennenden Klassen (hell und dunkel) im zweidimensionalen Raum der Eingabegrößen. Jeder Knoten der versteckten Schicht verwirklicht eine Trenngerade. Durch die Verwendung mehrerer versteckter Knoten können komplizierte Trennlinien verwirklicht werden.

4.2.2 Lernen aus Mustern — „Training“

Nach Richard und Lippmann [96] leisten Feedforward-Netze bei geeigneter Wahl der Gewichte eine optimale Klassifizierung. Ein wesentlicher Aspekt der neuronalen Technologie ist, daß die Gewichte mittels eines iterativen Verfahrens anhand von Beispielpaaren $(\vec{x}^\mu; t^\mu)$ optimiert werden können („überwachtes Lernen“). Dabei bezeichnen $\vec{x}^\mu$ die Eingabevektoren, hier also die für ein gegebenes Netz ausgewählten L2NN-Eingabegrößen. Der Index $\mu = 1 \ldots N$ steht für die ausgewählten Ereignisse. Für jedes Trainingsereignis μ muß der gewünschte Netzausgabewert (Targetwert t^μ) bekannt sein. Für die Anpassung der Gewichte an das durch die Beispielpaare definierte Klassifizierungsproblem wird üblicherweise der (Error-)Back-Propagation-Algorithmus (BPA) verwendet. Dieser 1986 von Rumelhardt und McClelland [97, 98] vorgestellte Algorithmus minimiert den mittleren quadratische Fehler (engl.: mean squared error, *MSE*) der Ausgabewerte y^μ bezüglich der Targetwerte t^μ,

$$E(\omega, \tilde{\omega}) = \frac{1}{N} \sum_{\mu=1}^{N} (y^\mu - t^\mu)^2 \,, \tag{4.4}$$

durch Gradientenabstieg gemäß

$$\omega_{n+1} = \omega_n + \Delta\omega_n, \qquad \text{mit} \qquad \Delta\omega_n = -\eta \frac{\partial E}{\partial \omega_n} . \tag{4.5}$$

Dabei werden die Netzausgaben y^μ und somit auch der Fehler E als Funktion der Gewichte ω und $\tilde{\omega}$ aufgefaßt[2]. Die Schrittweite des Gradientenabstiegs wird durch den Lernparameter η bestimmt. Eine gebräuchliche Modifikation, „Momentum"-BPA genannt, berücksichtigt außerdem die vorangegangene Iteration $n-1$:

$$\omega_{n+1} = \omega_n + \Delta\omega_n \underbrace{+ \quad \alpha\,\Delta\omega_{n-1}}_{\text{Momentum}-\text{Term}} . \tag{4.6}$$

Der Einfluß des Momentum-Terms wird durch den Momentum-Parameter α gesteuert.

Weitere Möglichkeiten, die Gewichte algorithmisch zu optimieren, sind genetische Algorithmen [99] und Vektorquantisierung [100]-[102]. Die Verfahren der Vektorquantisierung erlauben auch „unüberwachtes Lernen", bei dem die Targetwerte nicht bekannt sein müssen.

In den Anwendungen des L2NN stellt es keine Einschränkung dar, daß die Targetwerte für das BPA-Training bekannt sein müssen. Durch eine vollständige Ereignisrekonstruktion und Physikanalyse ist die gewünschte Zuordnung zu den Targetwerten (0=L2-Reject) und (1=L2-Keep) bekannt. Die Aufgabe des L2NN besteht darin, diese Entscheidung innerhalb von 20 μs zu treffen, während allein die Ereignisrekonstruktion auf L4 bereits einige 100 ms benötigt. Bei allen Verfahren gilt, daß sich die Güte der erreichbaren Approximation mit wachsender Zahl der während des „Lernens" benutzten Beispielpaare erhöht.

4.3 Die Hardware des L2NN

Der L2NN besteht aus mehreren Modulen zur Mustererkennung, die jeweils ein neuronales Netzwerk auf dedizierter Hardware berechnen. Diese gliedert sich in die für die Datenvorverarbeitung und Anlieferung zuständigen Data-Distribution-Boards und den Parallelcomputer CNAPS zur Berechnung der Netze.

4.3.1 Data-Distribution-Boards

Der Datentransfer zu und von den Netzen, sowie eine einfache Vorverarbeitung der Daten wird durch sogenannte „Data-Distribution-Boards" (DDBs) erreicht. Mögliche Vorverarbeitungen sind u.a. das Bilden von Summen oder Bitsummen sowie beliebige Abbildungen Byte $\mapsto$ Byte durch Tabellen. Die maximale Vorverarbeitungszeit beträgt 8 μs.

[2] Im Sinne einer einfachen Notation wird nicht zwischen Schwellenwerten und Gewichten unterschieden.

4.3.2 CNAPS-Parallelcomputer

Die Berechnungen der Netze werden von CNAPS/VME-Karten[3] [103] durchgeführt, auf denen sich 64 bis 512 einzelne Prozessoren, genannt PN (Processor Node), befinden. Jeder PN verfügt über 4 KByte lokalen Speicher und kann Berechnungen in Festkomma-Arithmetik durchführen. Je nach Bauart sind 16 oder 64 PNs in einem Chip integriert. Alle Prozessoren erhalten über einen gemeinsamen Bus identische Instruktionen, werden jedoch mit unterschiedlichen Daten initialisiert (Single Instruction Multiple Data, SIMD). Die PNs werden mit der doppelten HERA-Frequenz (20,8 MHz) getaktet.

Die Architektur des CNAPS erlaubt einen Multiplikations-Addier-Schritt einer Vektor-Martix-Multiplikation in einem Taktzyklus. Deshalb steigt die Rechenzeit nur linear statt quadratisch mit der Zahl der Knoten. Die Transferfunktion ist tabelliert und muß daher nicht berechnet werden. Ein $64 \times 64 \times 1$-Feedforward-Netz kann in 166 Taktzyklen bzw. 8,0 μs berechnet werden.

Die Kombination aus je einer CNAPS-Karte und einer DDB realisiert ein komplettes L2NN-Triggerelement, auch Triggerbox (TB) genannt, mit Datenzulieferung, Berechnung und Weiterleitung des Ergebnisses. Für eine detailliertere Beschreibung der L2NN-Hardware sei auf [68] verwiesen.

4.4 Technik des Netztrainings

Die Aufgabe der neuronalen Netze innerhalb des H1-Triggers ist, die Rate bestimmter L1-Subtrigger zu reduzieren und gleichzeitig eine hohe Effizienz für den betrachteten Physikkanal beizubehalten. Um ein neuronales Netz zu entwickeln, das diese Aufgabe löst, wird überwachtes Training mit zwei Klassen von Beispielen durchgeführt. Bei den verwendeten Beispielen beider Klassen („Physik" und „Untergrund") handelt es sich um echte Detektorereignisse, die aufgrund einer vollen Ereignisrekonstruktion und Physikanalyse klassifiziert wurden. Als Standardmethode zur Optimierung der Gewichte eines Netzes wird der Back-Propagation-Algorithmus verwendet.

Das wesentliche Problem ist dabei die üblicherweise limitierte Statistik der Trainingsdaten der „Physik"-Klasse. Entsprechend spielt die Geschwindigkeit der Konvergenz des Trainings eine untergeordnete Rolle. Dabei wurde beobachtet, daß Erweiterungen des BPA wie „Momentum" [87], „Dreaming" [104] oder „dynamic self adaption" [105] zwar in der Lage sind, die Konvergenz zu beschleunigen, die Qualität des Ergebnisses aber nicht verbessern.

Dabei wird stets das als „online learning" bezeichnete Verfahren, die Gewichte für jedes präsentierte Ereignis anzupassen, verwendet. Dies führt zu wesentlichen Verbesserungen des Ergebnisses im Vergleich zu der „batch learning"-Methode, bei der die Gewichte erst nach je einer Epoche, d.h. einer vollständigen Präsentation aller Beispiele, angepaßt werden.

[3] Connected Network of Adaptive ProcessorS

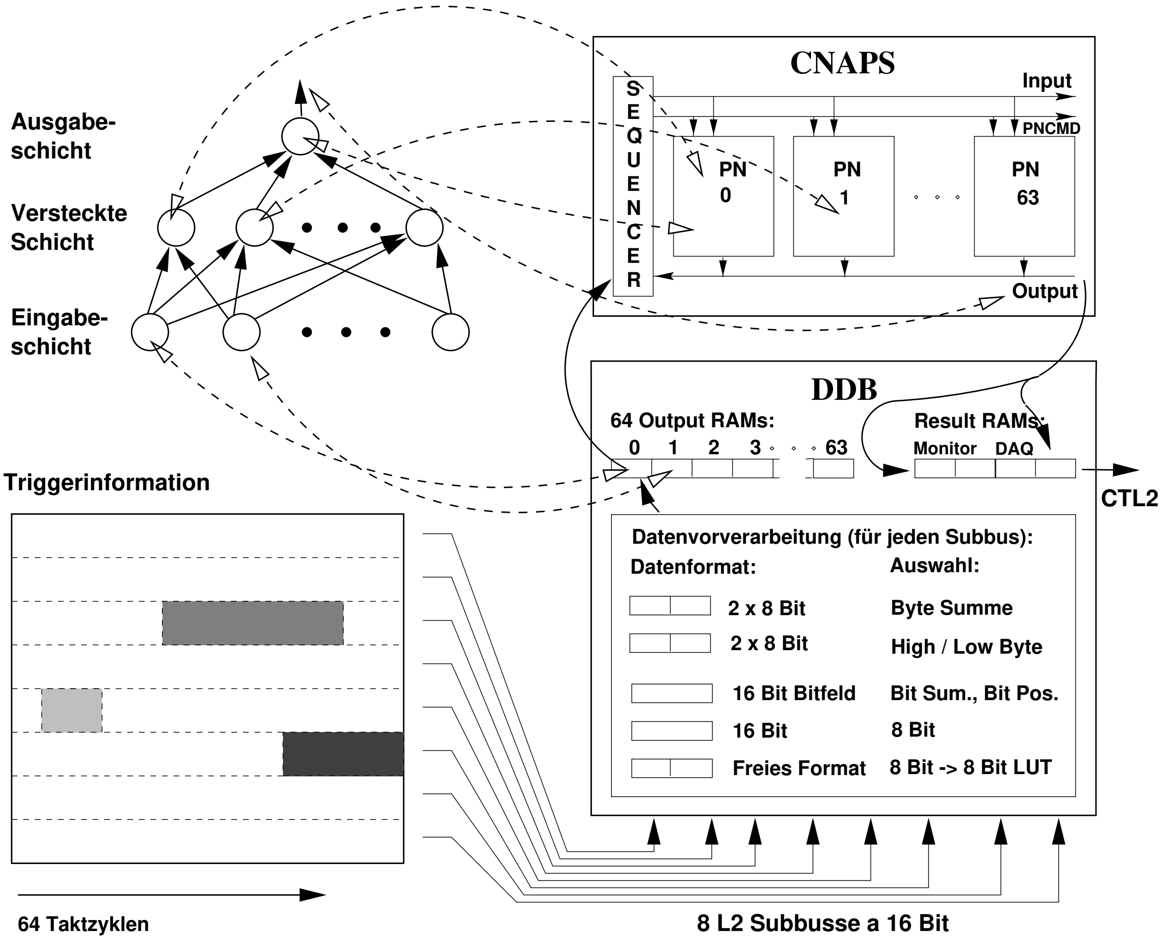


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung eines L2NN-Triggerelements (Triggerbox), bestehend aus CNAPS und DDB. Über den L2-Bus (8 Subbusse à 16 Bits) erhält jede DDB innerhalb von 64 Taktzyklen (BC) die gesamte für L2 verfügbare Information eines Ereignisses. Die benötigten Netzeingabegrößen werden von der DDB berechnet und zwischengespeichert. Dieser Zwischenspeicher entspricht der Eingabeschicht des Feedforward-Netzes. Die Information wird direkt an den CNAPS weitergeleitet und dort von den einzelnen PNs parallel verarbeitet, jeder PN entspricht einem Knoten der versteckten Schicht. Zur Berechnung des Ausgabeknotens wird nur ein Prozessor benötigt. Die Differenz aus Netzausgabe und Cut des Netzes wird in einem Byte an die DDB weitergeleitet, wo sie für Monitorzwecke ausgelesen werden kann, die eigentliche Netzentscheidung wird als höchstwertiges Bit eines weiteren Bytes kodiert, das über die DDB an die CTL2 weitergeleitet wird.

Prinzipiell ist es möglich, anhand von simulierten Ereignissen (siehe Abschnitt 6.1) zu trainieren und dadurch das Problem der limitierten Statistik der Trainingsdaten zu umgehen. Da der physikalische Ursprung des Untergrunds weitgehend unbekannt ist und entsprechend keine Simulation des Untergrunds existiert, können nur Detektorereignisse als Beispiele der Untergrundklasse dienen. Dabei besteht die Gefahr, daß die Netze die Unterschiede zwischen der Simulation und den Realdaten „lernen“, anstatt die Unterschiede zwischen Physik und Untergrund. Aus diesem Grund wurden alle bisher eingesetzten Netze mit Realdaten trainiert.

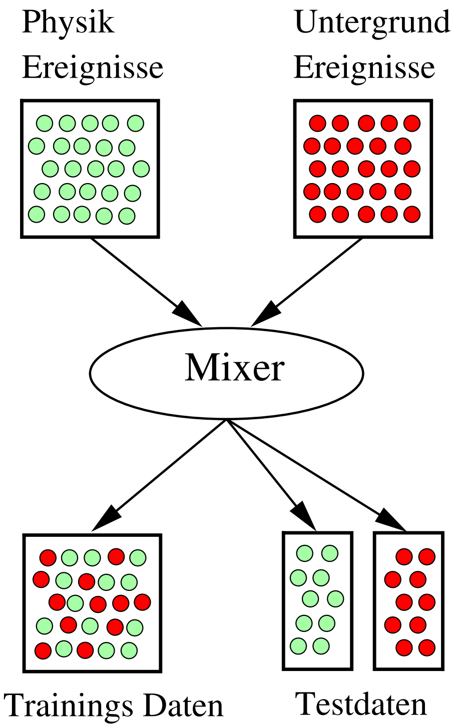


Abbildung 4.5: Illustration der Aufteilung in Trainings- und Testdaten. Um ein Netz trainieren zu können, müssen zwei Ereignis-Datensätze selektiert werden. Der eine Datensatz besteht aus Physikereignissen, die durch eine Analyse der vollständig rekonstruierten Ereignisse klassifiziert wurden, der andere Datensatz besteht aus Untergrundereignissen, die in dedizierten Runs[4] aufgezeichnet wurden. Beide Datensätze werden in zwei Teile zerlegt. Der eine Teil beider Datensätze wird für das Training benutzt, der andere Teil dient dazu, die Leistungsfähigkeit des Netzes, insbesondere die Generalisierungsfähigkeit, zu überprüfen. Die Trainingsereignisse werden in zufälliger Reihenfolge gespeichert.

4.4.1 Auswahl der Daten

Ein L2NN-Triggerelement (Triggerbox) wird mit einer Gruppe von L1-Subtriggern assoziiert, die für eine spezielle Physikreaktion entwickelt wurden. Die Entwicklung einer neuen oder verbesserten Triggerbox beginnt daher mit der Auswahl von Ereignissen des gewünschten Physikkanals und Untergrundereignissen, die von derselben L1-Bedingung getriggert wurden. Da im normalen Betrieb von H1 solche Untergrundereignisse auf L4 verworfen werden, werden Daten aus speziellen Runs benötigt, in denen alle Ereignisse auf L4 akzeptiert werden (L4-transparent). Sofern eine bereits aktive Triggerbox verbessert werden soll, werden Runs gewählt, bei denen nach L1 keine Ereignisse mehr verworfen werden (L2L4-transparent[5]).

Jeder Datensatz wird in zwei Teilmengen aufgeteilt, wobei die eine Teilmenge für das Training und die andere Teilmenge für den Test verwendet wird. Im Test wird die Fähigkeit des Netzes überprüft, Ereignisse, die im Training nicht präsentiert wurden, korrekt zu klassifizieren (Generalisierung). Die für das Training verwendeten Ereignisse (Trainingsdaten) werden mit einem Targetwert ($\text{Physik} = 1, \text{Untergrund} = 0$) versehen und in zufälliger Reihenfolge in einer Trainings-Datei gespeichert (Abbildung 4.5).

[4] Die Datennahme wird in einzelne Abschnitte, genannt „Run“, unterteilt, während denen allen Detektoreinstellungen unverändert bleiben.

[5] Sollte die dritte Triggerstufe aktiviert werden, müßten entsprechend L2L3L4-transparent-Runs verwendet werden.

4.4.2 Optimierung

Auswahl der Eingabegrößen

Derzeit stehen auf der zweiten Triggerstufe 172 verschiedene Eingabegrößen, die von verschiedenen L1-Subdetektortriggern geliefert werden, für neuronale Netze zur Verfügung. Die Auswahl der Eingabegrößen, die in einem Netz verwendet werden, ist für die Optimierung einer Triggerbox von besonderer Wichtigkeit. Physikalische Überlegungen spielen die wesentliche Rolle bei der Auswahl (z.B. benutze Myonkammern um die Reaktion $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ zu triggern).

Die Unterschiede zwischen Physik- und Untergrundereignissen in den eindimensionalen Verteilungen der Eingabegrößen sind ein nützliches Kriterium für die Auswahl (Abbildung 4.6). Um unbedeutende Eingabegrößen zu erkennen, kann die „Relevanz" r_i einer Eingabegröße i berechnet werden:

$$r_i = \frac{1}{N} \sum_{\mu=1}^{N} \left(o(\vec{x}_\mu) - o(\vec{x}_\mu | x_{\mu,i} = \bar{x}_i) \right)^2 . \tag{4.7}$$

Eine Relevanz r_i von null ist gleichbedeutend damit, daß sich die Netzausgabe nicht ändert, wenn die Eingabegröße i auf einen festen Wert gesetzt wird. Auf diese Eingabegröße kann daher verzichtet werden. Dies hilft, die minimale Menge von Eingabegrößen zu finden. Im allgemeinen müssen viele verschiedene Mengen von Eingabegrößen getestet werden, um zu optimalen Resultaten zu gelangen.

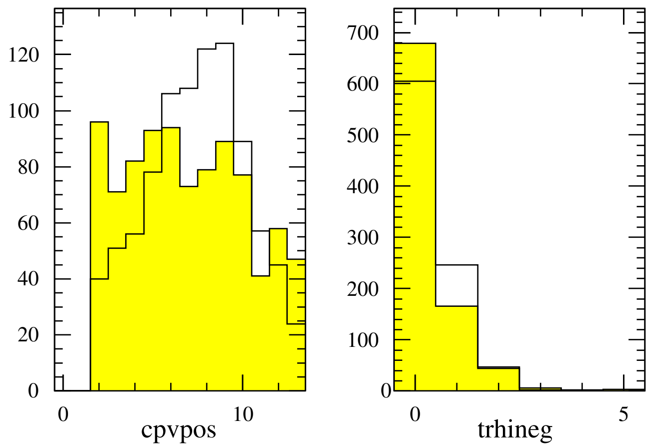


Abbildung 4.6: Eindimensionale Verteilungen zweier Eingabegrößen. Die offenen Histogramme zeigen Physikereignisse, die gefüllten Untergrundereignisse. Im linken Histogramm ist die Position des maximalen Eintrags im z-Vertex-Histogramm (`cpvpos`) dargestellt. Man erkennt eine flache Verteilung für Untergrund- und einen Peak in der Mitte für Physikereignisse. Das rechte Histogramm zeigt die Zahl der Spuren mit großem Impuls und negativer Ladung (`trhineg`).

Zahl der versteckten Knoten

Um die optimale Zahl der versteckten Knoten zu finden, kann ein einfaches Verfahren angegeben werden. Eine obere Grenze für die Zahl der versteckten Knoten N_{hid} wird durch die Forderung gegeben, mindestens zehn mal so viele Trainingsdaten wie Gewichte zu verwenden. Bei nur einem Ausgabeknoten gilt ungefähr

$$N_{hid} \leq \frac{N_{train}}{10 N_{in}} , \tag{4.8}$$

wobei N_{hid} die Zahl der versteckten Knoten, N_{in} die Zahl der Eingabeknoten und N_{train} die Zahl der Trainingsdaten bezeichnet. Ausgehend von diesem Limit wird versucht, N_{hid} zu minimieren, ohne die Leistungsfähigkeit zu verringern.

Zahl der Epochen

Die Zahl der Epochen hängt stark von der verfügbaren Rechenleistung ab. Vor fünf Jahren war es üblich, auf Workstations wenige Hundert Epochen zu trainieren, um ein Training in etwa einer Stunde zu vollenden. Bei Verwendung des CNAPS oder modernen Workstations können mehrere Tausend Epochen trainiert werden, entsprechend ist die Konvergenzgeschwindigkeit nahezu bedeutungslos geworden. Um die Zahl der Trainingsparameter zu verringern ist es deshalb empfehlenswert, auf den Momentum-Term zu verzichten. Um zu optimalen Ergebnissen zu gelangen ist es wichtig, daß die Zahl der Epochen hinreichend groß gewählt wird, um das Trainingsoptimum zu erreichen. Bei Verwendung großer Netze kann dies durch Beobachtung von „Overtraining“ sichergestellt werden (Abschnitt 4.4.3).

Optimierung des Lernparameters

Während jeder Epoche des Trainings wird der mittlere quadratische Fehler sowohl auf den Trainings- als auch den Testdaten berechnet und gegen die Epoche aufgetragen (Abbildung 4.7). Ein solches Diagramm wird Lernkurve genannt. Anhand der Lernkurve kann abgelesen werden, ob die Zahl der Epochen ausreichend groß für den gewählten Lernparameter war und ob der Lernparameter eher größer oder kleiner sein sollte, wenn die selbe Zahl von Epochen benutzt werden soll. Bei Verwendung eines Momentum-Terms sind die Lernkurven aufgrund des zusätzlichen freien Parameters schwieriger zu interpretieren. Üblicherweise ist der Einfluß des Momentum-Terms ähnlich dem einer gesteigerten Lernrate.

4.4.3 Overtraining

Wenn ein Netz im Vergleich zur Zahl der Trainingsdaten zu groß ist (zu viele Gewichte), wird es sich an die Trainingsdaten dergestalt anpassen, daß die Leistung auf den Testdaten sinkt. Dieser Effekt wird Overtraining genannt und kann als „Auswendiglernen“ bezeichnet werden — die Fähigkeit zur Generalisierung geht verloren.

Es werden zwei Methoden benutzt, um Overtraining zu vermeiden. Zum einen werden nicht die Gewichte nach Ende des Trainings verwendet, sondern die Gewichte, die während des Trainings die besten Ergebnisse auf den Testdaten (*MSE* minimal oder Effizienz maximal) geliefert haben. Es konnte beobachtet werden, daß bei Verwendung dieser Methode die Leistung des Netzes unabhängig von der Zahl der versteckten Knoten ist, solange diese Zahl groß genug ist, um das Problem zu lösen [99]. Zum anderen wird Overtraining unterdrückt, indem die minimale Anzahl versteckter Knoten ohne Leistungseinbuße verwendet wird. Für die Anwendung als L2NN-Triggerbox werden beide Methoden kombiniert.

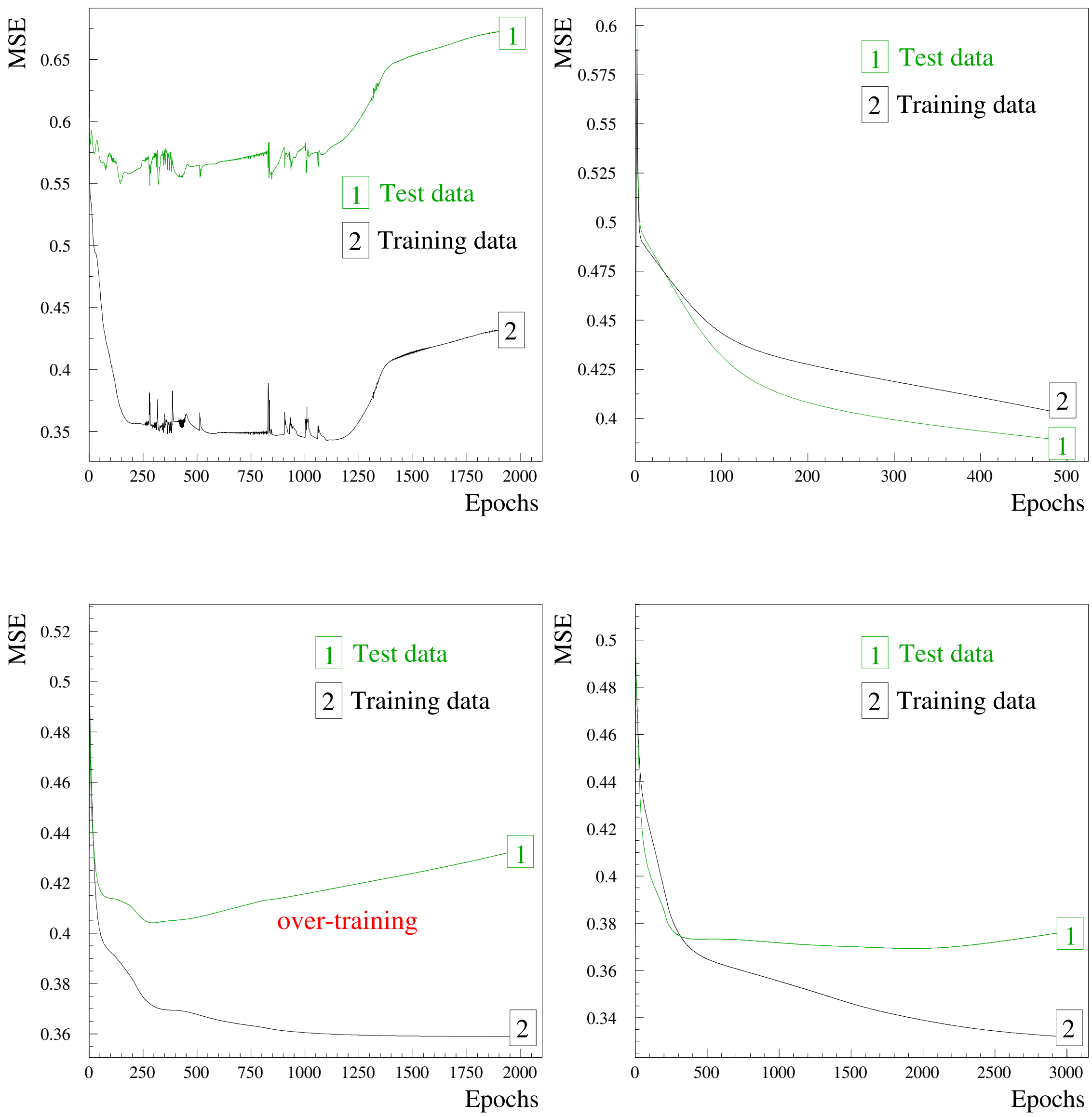
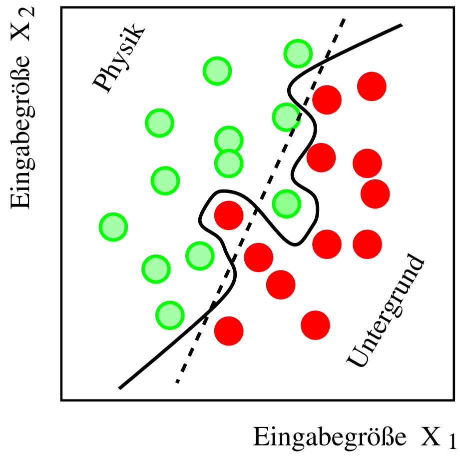
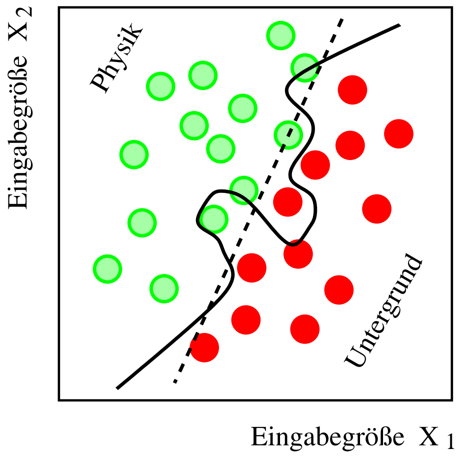


Abbildung 4.7: Beispiele für Lernkurven. Der mittlere quadratische Fehler (mean squared error, *MSE*) ist gegen die Epoche des Trainings aufgetragen, wobei $\boxed{1}$ den Fehler auf den Testdaten und $\boxed{2}$ den Fehler auf den Trainingsdaten bezeichnet. Oben links: Typische Lernkurve für einen zu großen Lernparameter: der Algorithmus wird derart instabil, daß der Fehler der Trainingsdaten nicht mehr monoton fällt. Oben rechts: Lernkurve bei zu niedriger Lernrate oder zu wenigen Epochen: das Optimum wurde noch nicht erreicht. Unten links: Lernkurve mit ausgeprägtem Overtraining: der *MSE* der Testdaten wächst, nachdem frühzeitig ein Minimum erreicht wurde, während der *MSE* der Trainingsdaten monoton fällt. Unten rechts: Lernkurve bei geeigneter Wahl der Lernparameter.



(a) Trainingsdaten



(b) Testdaten

Abbildung 4.8: Veranschaulichung des Overtrainings. Dargestellt sind die Trainingsdaten (a) im zweidimensionalen Raum der Eingabegrößen. Durch Training über viele Epochen hat ein Netz mit vielen versteckten Knoten sich optimal an die Trainingsdaten angepaßt und dabei die 100%-ige Trennung von Physik- und Untergrundereignissen erreicht (durchgezogene Linie). Um die Beschreibung der den Trainingsdaten zugrundeliegenden Wahrscheinlichkeitsverteilung (Generalisierung) zu testen, werden die im Training nicht verwendeten Testdaten benutzt (b). Die Generalisierung hat unter der Interpolation der statistischen Fluktuationen der Trainingsdaten gelitten. Dies erklärt die Beobachtung von steigendem *MSE* der Testdaten, bei fallendem *MSE* der Trainingsdaten. Zum Vergleich wurde ein einfaches Netz mit nur einem versteckten Knoten eingezeichnet (gestrichelte Linie), das sich für die Problemstellung und verfügbare Statistik besser eignet. Aufgrund seiner Einfachheit kann dieses Netz keine Interpolation der Trainingsdaten erreichen und verwirklicht daher eine generalisierende Anpassung.

4.4.4 Konvertierung der Gewichte

Alle bisher auf L2NN eingesetzten und durch Training gewonnenen Netze, wurden in 32 und 64-Bit-Fließkommadarstellung trainiert. Auf CNAPS müssen die Gewichte in 16-Bit-Festpunktdarstellung vorliegen. Für die Konvertierung wird das Programm „nxfa2c“ verwendet, das ein im Network-Exchange-Format (NXF) mit Gewichten im Aspirin-Format vorliegendes Netz in eine NXF-Datei mit Gewichten im CNAPS-Format umwandelt. Bei NXF handelt es sich um ASCII-Dateien, die verglichen mit Aspirin- und CNAPS-Format einfach gelesen und editiert werden können. Das Programm arbeitet in zwei Schritten:

1. Optimale Nutzung des dynamischen Bereichs.
   Dabei wird die Position des Festpunkts so festgelegt, daß die betragsmäßig größten Gewichte alle Bits benutzen. Dies ist nur für Gewichte möglich, deren Betrag unter 16 liegt.

2. Verkürzung von Gewichtsvektoren.
   Sofern die optimale Nutzung des dynamischen Bereichs aufgrund zu großer Gewichte unmöglich ist, werden alle Gewichtsvektoren die mindestens eine Komponente mit zu großem Betrag enthalten entsprechend herabskaliert.

Üblicherweise ist die optimale Nutzung des dynamischen Bereichs ohne die Verkürzung von Gewichtsvektoren möglich. Die Transformation der Gewichte führt in diesem Fall nur zu unbedeutenden Veränderungen der Ausgabeverteilung, die Effizienz bleibt praktisch unverändert. Über den Einfluß der Verkürzung von Gewichtsvektoren lassen sich keine allgemeinen Vorhersagen treffen. Bei den bisher beobachteten Netzen, die aufgrund sehr langen Trainings (mehr als 15.000 Epochen) zu extreme Gewichte besaßen um ohne die Verkürzung von Gewichtsvektoren konvertiert zu werden, waren die Veränderungen durch die Verkürzung vernachlässigbar.

4.5 Parallele Algorithmen auf CNAPS

Der CNAPS-Parallelcomputer läßt sich frei programmieren. Dazu werden ein C-Compiler und ein Makro-Assembler vom Hersteller bereitgestellt. Aufgrund der Zeitvorgabe von 20 μs wurde bisher ausschließlich der deutlich schnellere Assemblercode verwendet.

4.5.1 Dreilagiges Feedforward-Netz

Bei der Implementierung des dreilagigen Feedforward-Netzes handelt es sich um Assemblercode des Herstellers, der an die Anforderung des L2NN angepaßt und auf Geschwindigkeit optimiert wurde. Dieser Algorithmus wird am häufigsten benutzt. Er wird durch das Kürzel[6] FF gekennzeichnet. Die Berechnungen beruhen auf Vektor-Matrix-Multiplikationen, wobei jeder PN das Skalarprodukt einer Zeile der Matrix (Gewichtsvektor) mit dem Eingabevektor berechnet. Die Transferfunktion ist als Tabelle verwirklicht. Die Tabelle und der Gewichtsvektor werden im lokalen Speicher jedes PNs gespeichert.

4.5.2 Maskierungsalgorithmus „SpaCal Back-to-Back“

Dieser Algorithmus (Kürzel SB) basiert auf UND-Gattern, die auf den einzelnen PNs parallel auf die Eingabegrößen angewandt werden. Die gespeicherten Masken fordern zwei Cluster im SpaCal, deren Abstand im Azimutalwinkel mindestens 90° beträgt [68].

4.5.3 Background-Encapsulator 1

Bei dem bisher verwirklichten Background-Encapsulator (Kürzel BE) handelt es sich um ein dreilagiges Feedforward-Netz, bei dem eine radiale Basisfunktion anstatt der Sigmoidfunktion als Transferfunktion verwendet wird [100, 68]. Die Gewichte werden nicht nach dem BPA angepaßt, sondern durch Hauptachsentransformation an,

[6] Die Kürzel werden in den NXF-Dateien und der Z2NH-Bank innerhalb der H1- und L2NN-Datenbank [84] benutzt.

durch Vektorquantisierung ermittelte, Cluster angepaßt. Der Vorteil liegt in der hohen Ausführungsgeschwindigkeit, der Nachteil in der Tatsache, daß pro Cluster ein PN pro Dimension des Eingaberaumes benötigt wird.

4.5.4 Background-Encapsulator 2

Dieser geplante Algorithmus verwendet nur einen PN pro Cluster, indem jeder PN i den Abstand des Eingabevektors zum Codebook-Vektor i berechnet [102]. Es wurden verschiedene Abstandsbegriffe untersucht, in allen Fällen benötigt die Berechnung mehr als einen Taktzyklus, wodurch ein Zwischenspeichern der Eingabegrößen im lokalen Speicher notwendig wird. Dazu mehr im nächsten Absatz.

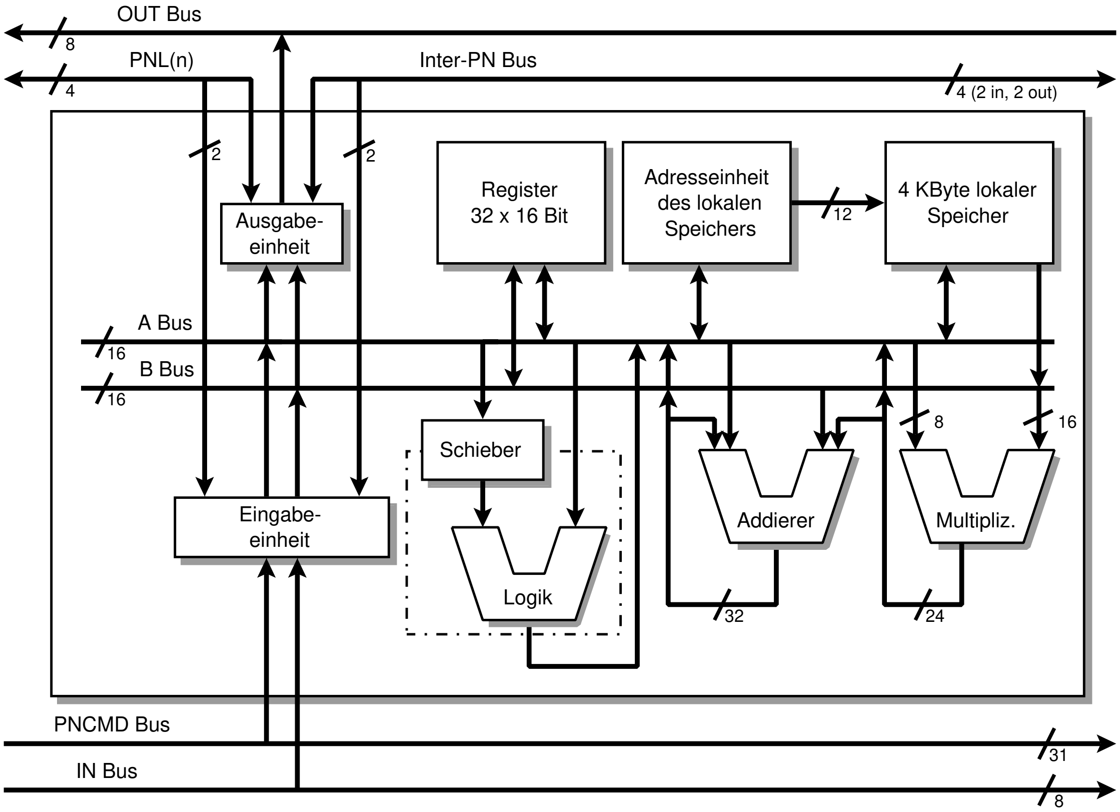


Abbildung 4.9: Innenleben eines einzelnen PN. Es stehen zwei interne Busse zur Verfügung, über die die Recheneinheiten mit Daten versorgt werden. Als schneller Speicher für Zwischenergebnisse dienen 32 Register. Größere Datenmengen, wie der Gewichtsvektor eines Neurons, werden im lokalen Speicher abgelegt. Für die effiziente Programmierung des CNAPS ist es unerläßlich, die Busse und Recheneinheiten möglichst geschickt zu nutzen.

4.5.5 Datenvorverarbeitung mit anschließendem Feedforward-Netz

Die Algorithmen FF, BG und SB benötigen für jede Rechenoperation nur einen Taktzyklus, dadurch können die Berechnungen synchron zur Dateneinlese erfolgen. Alle internen Busse werden optimal genutzt.

Werden zum einen Rechenoperationen gewünscht, die nicht in einem Taktzyklus erledigt werden können, zum anderen die Eingabedaten aber mit voller Taktfrequenz angeliefert, dann müssen die Eingabedaten vor der eigentlichen Berechnung im lokalen Speicher der einzelnen PNs zwischengespeichert werden. Auf den zwischengespeicherten Eingabegrößen können dann im Prinzip beliebige Rechenoperationen durchgeführt werden, wobei allerdings die Rechenzeit enge Grenzen setzt. So werden z.B. für die Berechnung eines Feedforward-Netzes auf den zwischengespeicherten Eingabegrößen nicht ein Taktzyklus pro Größe benötigt, wie im Falle des FF-Algorithmus, sondern fünf Taktzyklen. Dieses Zwischenspeichern verzögert die Ausführung vor allem, weil nur ein Adreßregister existiert (Abbildung 4.9). Beim Bearbeiten der zwischengespeicherten Daten müssen für jede Rechenoperation die Gewichte aus einem Speicherbereich und die zwischengespeicherten Daten aus einem anderen Speicherbereich innerhalb der 4 KByte lokalen Speichers des PNs ausgelesen werden. Das notwendige Hin- und Hersetzen des Adreßregisters kostet Zeit, zudem kann der IN-Bus nicht genutzt werden.

Im Hinblick auf per L1-Subtrigger S68 getriggerte ϕ-Ereignisse wurde die Machbarkeit der oben skizzierten Vorverarbeitung gezeigt. Der Algorithmus besteht aus drei logischen Blöcken:

1. Zwischenspeichern der Eingabegrößen im lokalen Speicher
2. Datenvorverarbeitung. Hier: Berechnung des Abstands zweier Spuren in Polar- und Azimutalwinkel $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$ anhand eines Teils der Eingabegrößen.
3. Berechnung eines Feedforward-Netzes auf $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$ und den unverarbeiteten, zwischengespeicherten Größen. Die stark verzögerte Ausführungsgeschwindigkeit limitiert diesen Algorithmus auf kleine Netze mit höchstens 7 Netzeingabegrößen.

4.5.6 Konstruierte Netze

Häufig ist die Assembler-Programmierung des CNAPS nicht notwendig, um spezielle Algorithmen als L2NN-Triggerelement zu verwirklichen. Mit sehr viel weniger Aufwand lassen sich Feedforward-Netze (Typ FF) konstruieren, die den gewünschten Algorithmus nachbilden. Es ergeben sich folgende Vorteile gegenüber trainierten Netzen:

- Es werden keine Trainingsdaten benötigt.
- Ein gewünschter Algorithmus wird exakt verwirklicht.

Der Nachteil dieser Methode ist, daß sie nur anwendbar ist, wenn ein geeigneter Algorithmus bekannt ist. Konkrete Anwendungen dieser Methode werden in Abschnitt 5.2.3 und Abschnitt 5.2.4 vorgestellt.

4.5.7 DDB2

Die Datenvorverarbeitung ist eine Aufgabe der DDB, sie (wie in Anschnitt 4.5.5 beschrieben) auf dem CNAPS durchzuführen ist konzeptionell unbefriedigend. Da die Möglichkeiten der bisherigen DDB allerdings beschränkt sind, z.B. eine Berechnung der oben beschriebenen Größen $\Delta\theta$ und $\Delta\varphi$ nicht möglich ist, wurde mit der Planung einer sehr viel leistungsfähigeren DDB, genannt DDB2 [106], begonnen. Diese soll komplexe Datenvorverarbeitung wie Finden und Sortieren von Clustern ermöglichen und damit eine stark verbesserte Nutzung der vorhandenen Triggerinformation auf L2NN ermöglichen. Insbesondere soll es die DDB2 ermöglichen, topologische Informationen uneingeschränkt als Netzeingabegrößen zu verwenden. Ohne Datenvorverarbeitung treten u.a. Probleme im Netztraining auf: aufgrund der limitierten Anzahl geeigneter Ereignisse für das Training ist ein Netztraining mit der üblicherweise sehr großen Zahl topologischer Eingabegrößen mit bisherigen Methoden nicht möglich.

4.6 Das Kontroll- und Monitorsystem

Um die 12 derzeit installierten CNAPS-Boards und DDBs, aus denen der L2NN besteht, zu kontrollieren, wird eine Workstation (h1nnsun) verwendet, die im selben VME-Crate wie die CNAPS-Boards untergebracht ist. Auf dieser Workstation läuft stets ein Prozeß (NnLoader), um Setups in die CNAPS-Boards und DDBs zu laden und ein Monitor-Prozeß (NnMonitor), um das System zu überwachen.

Jedes Setup legt fest, welche Netze auf welcher Triggerbox eingesetzt werden. Dazu gehören zum einen die Assemblerprogramme, die Gewichte und die Tabellen (LUTs), die auf die CNAPS-Boards geladen werden, zum anderen die Anweisungen und die Tabellen, die den DDBs dienen, um die geforderten Eingabegrößen zu berechnen und an die gewünschten Eingabeknoten zu leiten. Die Setups werden sowohl in der lokalen L2NN-Datenbank [84] als auch der H1-Datenbank gespeichert.

Ein weiteres Programm agiert als Server (NnServer) und kommuniziert mit beiden vorher beschriebenen Programmen über „shared memories“ und über TCP/IP mit einem oder mehreren grafischen Benutzeroberflächen, genannt NnCockpit [107, 108], um den L2NN-Trigger zu steuern.

Das NnCockpit erlaubt der Shiftcrew[7] und allen Mitgliedern der L2NN-Arbeitsgruppe die Funktion des Triggers zu überwachen, die L2NN-Datenbank einzusehen und das aktuelle Setup zu laden. Nach Eingabe eines Expertenpaßworts bietet das NnCockpit über Pulldown-Menüs vollen Zugriff auf Hardware und L2NN-

[7] Schichtbesatzung. Die Datennahme des H1-Experiments wird rund um die Uhr von zwei bis vier H1-Mitgliedern überwacht.

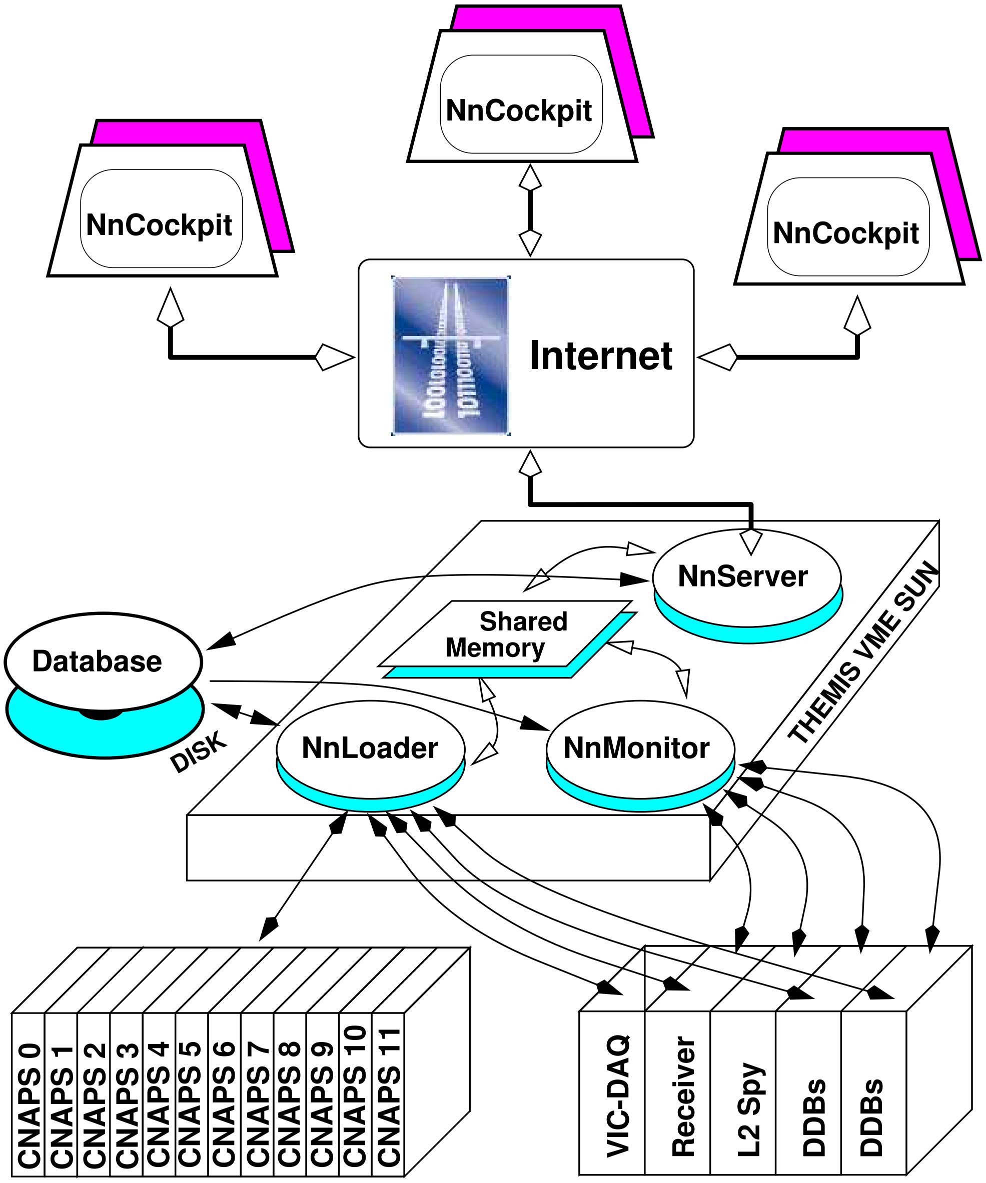


Abbildung 4.10: Schematischer Überblick der Online-Software des L2NN. Aus [68].

Datenbank. Eine typische Nutzung dieser Fähigkeit ist die Änderung des Setups und das anschließende Neuladen des L2NN mit verändertem Setup. Die Möglichkeit, das System komplett fernzusteuern, hat wesentlich zur Zuverlässigkeit des L2NN-Triggers beigetragen, da nicht nur die Shiftcrew, sondern alle Mitglieder der L2NN-Arbeitsgruppe den Betrieb überwachen können.

Zur Überwachung des Systems wurde eine sogenannte „Spycard" im DDB-Crate eingebaut. Diese Karte erlaubt, Schnappschüsse von einzelnen Ereignissen zu machen. Dabei sind alle Daten auf dem L2-Bus, die Eingabegrößen und die Ausgabewerte aller Netze wie sie von den DDBs bzw. den CNAPS-Boards berechnet wurden verfügbar.

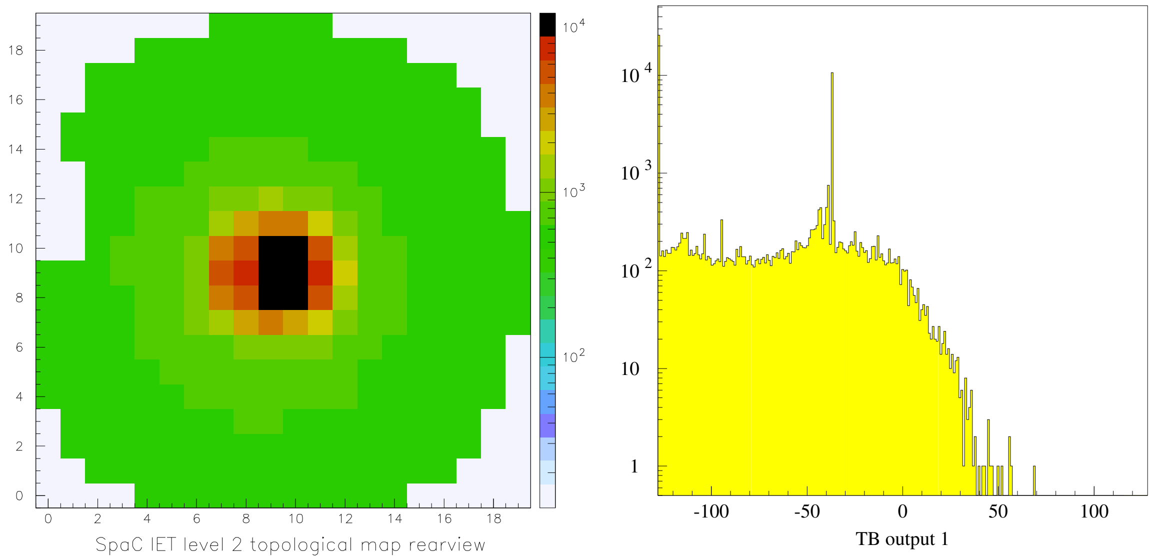


Abbildung 4.11: Vom NnMonitor produzierte Überwachungshistogramme. Links: Häufigkeitsverteilung der Triggerzellen des SpaCal. Rechts: Ausgabeverteilung des Netzes FF32, das auf TB1 eingesetzt wurde, um den L1-Subtrigger S68 zu validieren. Dabei wurde die sigmoidale Transferfunktion nicht angewandt und die Differenz aus Netzausgabe und (retransformiertem) Cut gebildet. Somit werden Ereignisse mit Ausgabewerten größer null getriggert. Der Cut eines Netzes wird üblicherweise anhand der sigmoidtransformierten Netzausgabe bestimmt, für die Anwendung auf CNAPS wird daher der mit der Umkehrfunktion der Sigmoidfunktion transformierte Cut benutzt.

Der Monitor-Prozeß verwendet die Spycard, um einzelne Ereignisse zu beobachten und Histogramme der Triggersignale der einzelnen Detektorkomponenten zu erstellen. Der NnMonitor überprüft automatisch die Existenz und falls möglich die Konsistenz der Triggersignale und sendet (über den NnServer) den Status an alle NnCockpits. Außerdem erzeugt der NnMonitor Histogramme der Ausgabewerte aller Netze. Diese Verteilungen sind ein nützliches Werkzeug der Fehlererkennung. Alle Histogramme können direkt vom NnCockpit dargestellt werden. Raten und Ratenreduktionsfaktoren werden ebenfalls ermittelt und dargestellt.

Zusätzlich werden regelmäßig (derzeit alle 9 Sekunden) ganze Ereignisse, bestehend aus T2PQ- (Triggersignale), T2NI- (Netzeingabegrößen) und T2MR-Bank (Netzausgabewerte), auf Festplatte gespeichert. Um die einwandfreie Funktion des Systems zu überwachen, werden die gespeicherten Ereignisse einer kompletten Simulation des L2NN [109] unterzogen, dabei werden die DDBs simuliert und aus der T2PQ- die T2NI-Bank neu berechnet und mit den ausgelesenen Werten verglichen. Ausgehend von der T2NI-Bank werden dann die Berechnungen der CNAPS-Boards simuliert und die T2MR-Bank neu berechnet und mit der Auslese verglichen.

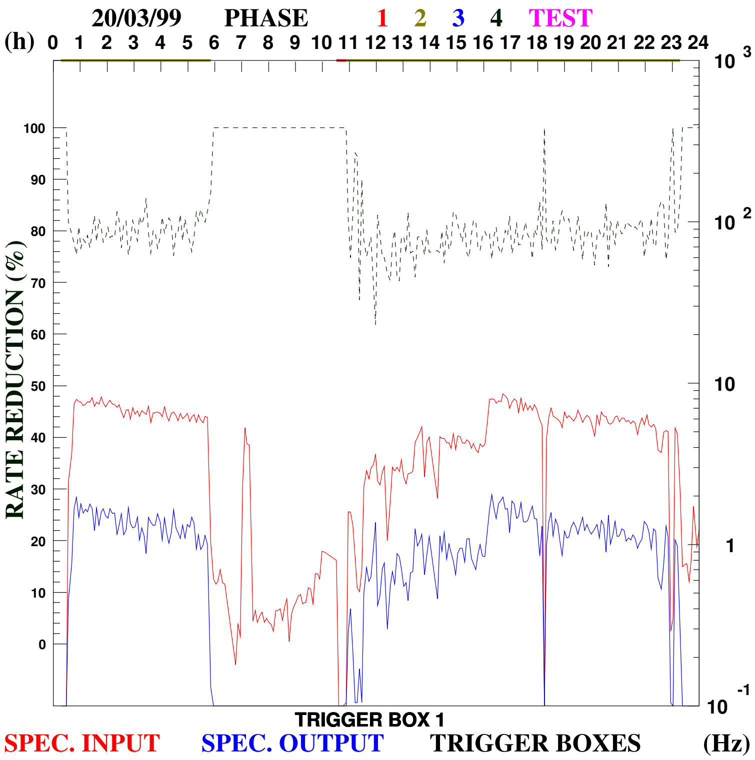


Abbildung 4.12: Raten und Untergrundreduktion der Triggerbox 1, wie sie durch den Nn-Monitor gemessen wurden. Das Diagramm zeigt die Eingabe- und Ausgaberate sowie die daraus resultierende Ratenreduktion über 24 Stunden. Die Eingaberate von etwa 7 Hz und die Ausgaberate bei 1–2 Hz (rechte, logarithmische Skala) folgen den sinkenden Strahlströmen, die Ratenreduktion bleibt konstant bei etwa 80% während HERA „Luminosität liefert“ (linke, lineare Skala).

4.7 Simulation des L2NN

Um das Verhalten des L2NN unabhängig von der Hardware untersuchen zu können, existiert eine Simulation des L2NN [109]. Als Eingabe benötigt die Simulation für jedes Ereignis die via L2-Bus übertragene Information. Diese wird für alle Ereignisse in der T2PQ-oder der TL23-Bank gespeichert.

Da der L2NN digital und deterministisch arbeitet, kann nicht nur die Ausgabe aller L2NN-Triggerelemente, sondern beliebiger Netze vom Typ FF und BE exakt berechnet werden. Dies erlaubt es, das Verhalten neu entwickelter Netze auf bereits aufgezeichneten Daten oder simulierten Ereignissen exakt zu bestimmen. Bei der Simulation der Detektorkomponenten und Trigger, deren Information auf dem L2-Bus übertragen wird, können dagegen prinzipiell Abweichungen zwischen der Simulation und den Detektorereignissen auftreten. Die Ergebnisse der L2NN-Simulation sind von der Qualität der Detektorsimulation abhängig. Entsprechend ist bei der Entwicklung eines neuen Netzes darauf zu achten, daß alle verwendeten Eingabegrößen gut simuliert werden (siehe auch [110]). Die Ratenreduktion eines Netzes kann anhand von Detektorereignissen ermittelt werden, die entweder in L2L4-transparent-Runs aufgezeichnet wurden, oder vom NnMonitor auf der lokalen Festplatte der h1nnsun gespeichert wurden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, ein neues Netz auf eine, für Testzwecke freigehaltene Triggerbox, zu laden und die Ratenreduktion durch den NnMonitor zu bestimmen.

Kapitel 5

Trigger für ϕ-Mesonen in Photoproduktion

5.1 Der L1-Subtrigger „S68“

Seit Herbst 1996 ist der L1-Subtrigger S68 in Betrieb, der eigens dafür entwickelt wurde photoproduzierte ϕ-Mesonen zu triggern [84]. Der Trigger ist nicht auf den Nachweis des Elektrons im SpaCal (Elektroproduktion) oder in einem der Elektrontagger („Tagged“-Photoproduktion) angewiesen, man spricht von „Untagged“-Photoproduktion. Dieser Verzicht ermöglicht im Prinzip die Konstruktion eines sehr effizienten Triggers für Photoproduktion. Allerdings müssen bei fehlender Forderung nach der Signatur des Elektrons sehr spezifische Triggerelemente verwendet werden, um die Untergrundrate im akzeptablen Rahmen zu halten. Der S68 besteht aus folgenden Triggerelementen:

zVtx_Cls
Der z-Vertex-Trigger stellt vergleichsweise weiche Forderungen bereit, die zVtx_Cls-Bedingung ist für Ereignisse mit wenigen Spuren gut geeignet. Allerdings besteht für sehr niederenergetische Spuren aufgrund der starken Krümmung eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Spur nicht komplett innerhalb eines Sektors bleibt. Dadurch ergibt sich eine untere Nachweisschwelle bei $p_t \approx 170$ MeV.

Die mit etwa 3 kHz viel zu hohe Rate der zVtx_Cls-Bedingung muß durch Kombination mit weiteren Triggerelementen reduziert werden.

Topo_Mult=2
Die Forderung nach exakt zwei nichtleeren φ-Sektoren des MWPC liegt nahe, um Zweispur Ereignissen zu triggern. Ein entscheidender Vorteil der Bedingung Topo_Mult=2 gegenüber Topo_Mult=1 ist, daß der Zwischenwinkel der nichtleeren φ-Sektoren als weitere Triggerbedingung auf L2 genutzt werden kann (Abschnitt 5.2.3).

DCRPh_Ta
Die Forderung nach mindestens einer DCRPhi-Maske trägt den wesentlichen Anteil der geforderten Ratenreduktion. Der S68 ist aufgrund dieser Forderung nur für ϕ-Mesonen mit vergleichsweise hohem Transversalimpuls $p_t > 0{,}5$ GeV effizient, da DCRPhi-Masken nur für Spuren mit mindestens 400 MeV Transversalimpuls existieren. Die untere Nachweisschwelle der zVtx_Cls-Bedingung ist daher ohne Bedeutung.

LAr_IF=0
Diese Forderung dient vor allem als Veto gegen Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Untergrund.

FwdMu_Fwd_Vtx=0
Die eigentliche Aufgabe des Triggers des Vorwärtsmyonspektrometers ist es, vom Wechselwirkungspunkt unter $4° < \theta < 17°$ auslaufende Myonen zu triggern. Die Vetobedingung FwdMu_Fwd_Vtx=0 wird benutzt, um diffraktive Ereignisse vom Untergrund zu trennen.

VETOs
Zur weiteren Unterdrückung des Untergrunds werden übliche Vetobedingungen verwendet.

Die Effizienz des S68 liegt gemäß der Simulation bei 0,31% für elastische und 1,0% für protondissoziative Ereignisse. Bezogen auf die Forderung, daß beide Kaonen in der CJC nachweisbar sind, beträgt die Effizienz des S68 2,3% und 4,9%. Die Verluste beruhen im wesentlichen auf der geringen Effizienz gegenüber kleinen $p_t^2 < 0{,}2$ GeV^2 und dem exponentiellen Abfalls des Wirkungsquerschnitts $\sigma \propto e^{bt}$ mit $|t| \approx p_t^2$. Eine detaillierte Untersuchung der Effizienzen der verwendeten Triggerelemente folgt in Kapitel 7.

Die Rate des S68 liegt je nach Strahlströmen bei 5–20 Hz. Da L4 maximal 50 Hz Eingaberate totzeitfrei bearbeiten kann, ist diese Rate für einen einzelnen Zerfallskanal deutlich zu hoch. Die zugestandene Rate liegt (je nach Rate anderer Subtrigger) bei 1–2 Hz.

5.2 Das L2-Triggerelement „TB1“

Wie oben beschrieben, muß die Rate des L1-Subtriggers S68 um etwa eine Größenordnung gesenkt werden. Da der hierfür notwendige L1-Prescale-Faktor von 10 die Effizienz auf ein Zehntel senken würde, wurde zusammen mit S68 eine L2-Bedingung entwickelt [84], um die Rate bei größerer Physikeffizienz zu reduzieren. Diese L2-Bedingung ist seit Oktober 1996 (Run 165233) auf TB1 aktiv, sie bildet mit dem S68 eine L1L2-Kombination (S68 && TB1) und wird ausschließlich dazu benutzt, den S68 zu validieren. Seitdem wurden mehrere Netze entwickelt, um die Leistungsfähigkeit des L2-Triggerelements TB1 zu steigern [110, 106].

5.2.1 FF32

Dieses Netz [84] wurde seit der Inbetriebnahme der S68 && TB1-Kombination (Run 165233) bis zum Ende der 1999e^--Datennahme (Run 241291) eingesetzt.

Da der S68 die erste effiziente Triggerbedingung für den Kanal $\phi \to K^+K^-$ in Photoproduktion bei H1 ist, lagen zum Zeitpunkt des Trainings noch keine entsprechenden Ereignisse vor. Diese Problematik ergibt sich grundsätzlich bei der Entwicklung neuer Trigger für einen bis dato unbeobachteten Kanal. Die Entwicklung des FF32 und die anschließende Verbesserung durch FF54, kann daher als Vorbild für die Entwicklung zukünftiger L2NN-Trigger dienen.

Als Physikereignisse wurden im Training statt $\phi \to K^+K^-$ in Photoproduktion Zweispurereignisse verwendet, die lediglich Kandidaten für $\phi \to K^+K^-$ in Elektroproduktion sind, jedoch die wesentlichen Triggerelemente des S68 erfüllen: DCRPh_Ta && zVtx_Cls && LAr_IF=0 && Topo_Mult=2.

Der für das Netztraining notwendige Untergrund wurde durch einen speziellen L2L4-transparent-Run aufgezeichnet, bei dem nur Subtrigger S68 aktiv war. Bei dieser Vorgehensweise erhält man die für ein Netztraining nötige Menge an Untergrundereignissen innerhalb weniger Minuten.

Damit das Netz im Training nicht für Elektroproduktion optimiert wird, sondern auch für Photoproduktion effizient ist, wurden keine Netzeingabegrößen verwendet, die sich auf das gestreute Elektron stützen, insbesondere keine vom SpaCal gelieferten Größen. Außerdem wurde das Netz einfach gehalten, um eine Überspezialisierung auf die Trainingsdaten, die hier nicht mit den zu triggernden Ereignissen identisch sind, zu verhindern.

Als Kompromiß aus Effizienz und Ratenreduktion des Netzes wurde ein Cut von 0,7 gewählt und damit eine Ratenreduktion von 78% erreicht. Die Ratenreduktion blieb während des gesamten Betriebs des Netzes FF32 bis April 1999 sehr stabil ($\pm$2%), und wurde auch durch die Umstellung des Elektronenstrahles von e^+ nach e^- nicht beeinflußt. Gemäß der Simulation beträgt die Effizienz 48% für protondissoziative und 40% für elastische Photoproduktion.

5.2.2 FF54

Durch den Erfolg der S68 && TB1-Triggerkombination, die hohe integrierte Luminosität der Jahre 1997 und 1999, sowie den seit März 1999 aktiven L4-Finder für ϕ-Mesonen, hatten sich bis Mitte 1999 die Trainingsvoraussetzungen gegenüber der Zeit der Entwicklung des Netzes FF32 deutlich verbessert. Durch die Verwendung klassifizierter Ereignisse der Reaktion $\phi \to K^+K^-$ für das Training konnten deutlich spezifischere Netze entwickelt werden. Das Netz FF54 ist das erfolgreichste Ergebnis dieser Untersuchungen. Es wurde am 13. Juli 1999 (Run 246539) auf TB1 aktiviert. Gemäß der Simulation beträgt die Effizienz 71% und 77% für protondissoziative und elastische Photoproduktion.

Allerdings zeigt die Ratenreduktion eine deutlich stärkere Abhängigkeit von den Strahlbedingungen als beim Netz FF32. Anhand von L2L4-transparent-Runs wurde

Netz	Topologie	ϵ_{pd}	ϵ_{el}	R	Cut	Eingabegrößen
FF32	7×5×1	48%	40%	78%	0,7	`cpvsum cpvmax cpvpos` `trhineg trhipos trloneg trlopos`
FF54	11×7×1	71%	77%	72%	0,5	`cpvsum cpvmax cpvpos` `trhineg trhipos trloneg trlopos` `larife larfbe larcbe ironbb`
FF59	32×33×1	98%	95%	80%	0,5	`xbrphi0–xbrphi31`

Tabelle 5.1: Übersicht der bisher zur Validierung des S68 eingesetzten Netze. Dabei bezeichnen ϵ_{pd} und ϵ_{el} die mittels Monte-Carlo-Ereignissen ermittelte Effizienz für protondissoziative und elastische Ereignisse und R die vom NnMonitor gemessene Ratenreduktion.

die Ratenreduktion durch Simulation des L2NN zu 68,2% bzw. 78,5% für Untergrund des Jahres 1997 bzw. 1999e^- bestimmt, während sie für 1999e^+ zu 72%–73% gemessen wurde. Eine ausführliche Beschreibung der Entwicklung des FF54 findet sich in [110].

FF54 wurde kurze Zeit nach Beginn der 1999e^+-Datennahme durch das nochmals deutlich bessere Netz FF59 ersetzt. Die von FF54 aufgezeichneten Daten werden in dieser Analyse mangels Menge nicht berücksichtigt.

5.2.3 FF59

Eine der auffälligsten Eigenschaften der von S68 getriggerten $\phi \to K^+K^-$-Ereignisse ist der geringe Öffnungswinkel der beiden Zerfallskaonen. Diese topologische Information wurde von der DDB bisher nicht bereitgestellt. Diesem Manko wird mit der Entwicklung der DDB2 Rechnung getragen.

Untersuchungen zur DDB2 anhand der von FF32 getriggerten Ereignisse führten zur Entwicklung eines topologisch motivierten Netzes, das sich mit der existierenden DDB verwirklichen läßt. Die topologische Karte der MWPC wird dem L2NN komplett in 16 Wörtern à 16 Bits geliefert. Durch die Verwendung der Byte $\mapsto$ Byte Tabellen der DDB lassen sich daraus 16 mal 2 Bits gewinnen[1], die angeben, ob in einem φ-Sektor ein Eintrag vorliegt oder nicht. Die 32 binären Größen wurden als neue Netzeingabegrößen (`xbrphi0–xbrphi31`) definiert. Anhand dieser Information kann die einfache geometrische Bedingung gestellt werden, nur Ereignisse zuzulassen, deren Einträge in der topologische Karte in drei benachbarten φ-Sektoren liegen, entsprechend einer maximalen Azimutalwinkeldifferenz zweier Spuren von $\Delta\varphi < 65{,}5°$. Dieser Algorithmus läßt sich durch Konstruktion eines Feedforward-Netzes parallelisieren und auf dem L2NN realisieren. Die Implementierung des FF59 wird in [106] im Detail beschrieben.

Die Ratenreduktion beträgt 80%, die Effizienz 98% und 95% für protondissoziative und elastische Ereignisse.

[1] Für jeden φ-Sektor ergeben sich zwei Bits, da die LUTs der DDB keine 16-Bit $\mapsto$ 16-Bit Operationen durchführen können.

5.2.4 Emulation des zVtx_Cls-Triggerelements auf L2NN

Wegen eines Hardwaredefekts fiel Mitte August 1999 das Triggerelement zVtx_Cls und mithin der S68 und weitere, auf J/ψ-Produktion abgestimmte, L1-Subtrigger[2] aus. Dank der Überwachung (Ratenmessung) durch den NnMonitor wurde dieser Defekt frühzeitig entdeckt. Es konnte gezeigt werden, daß der L2NN in der Lage ist, diese L1-Bedingung mittels eines konstruierten Netzes zu emulieren. Ein Netz, welches die zVtx_Cls-Bedingung ohne Randbehandlung emuliert (FF61), wurde innerhalb weniger Stunden entwickelt und auf dem L2NN eingesetzt. Dies unterstreicht die Flexibilität und die Einfachheit der Methode, durch Konstruktion eines FF-Netzes bekannte Algorithmen zu parallelisieren und auf dem L2NN zu implementieren. Ein weiteres Netz mit Randbehandlung (FF62) wurde etwas später konstruiert. Um die Methode zu illustrieren, soll hier die Funktionsweise des einfachen Netzes FF61 erläutert werden.

Der Algorithmus FF61

Als Netzeingabegrößen werden die 16 Einträge des z-Vertex-Histogramms `cpvt0`–`cpvt15` benutzt (Abbildung 5.1). Der erste versteckte Knoten besitzt Gewicht 0 zu den ersten vier Bins des z-Vertex-Histogramms und -15 zu den restlichen 12 Bins, die Schwelle liegt bei 8. Dadurch wird erreicht, daß die Aktivität stark negativ ist, sobald ein von null verschiedener Eintrag in einem der Bins 4–15 auftritt (die Transferfunktion bildet auf 0 ab). Wenn dagegen in den Bins 4–15 kein Eintrag im z-Vertex-Histogramm auftritt, ist die Aktivität stark positiv (die Transferfunktion bildet auf 1 ab) und der Knoten signalisiert, einen Cluster gefunden zu haben. Da sich der Cluster nicht in den Bins 0–3 befinden muß, wird je ein Knoten der versteckten Schicht für je eine der 13 möglichen Bereiche benutzt.

Die Gewichte des Ausgabeknotens sind so gewählt, daß, sobald einer der 13 versteckten Knoten einen Cluster signalisiert, die Netzausgabe größer als 0,5 ist und das Ereignis somit akzeptiert wird. Dazu besitzt der Ausgabeknoten Gewicht 1 zu den 13 versteckten Knoten und eine Schwelle von $-0{,}5$.

Da im Falle eines leeren z-Vertex-Histogramms alle 13 versteckten Knoten den Ausgabewert eins liefern, würden leere Ereignisse akzeptiert werden. Dies wird durch einen vierzehnten versteckten Knoten verhindert, der Gewicht -15 zu allen Bins und Schwelle 8 besitzt, und entsprechend mit 1 auf leere und 0 auf nichtleere z-Vertex-Histogramme antwortet. Das Gewicht dieses Knotens zum Ausgabeknoten ist -15, wodurch sichergestellt ist, daß leere Ereignisse eine negative Aktivität hervorrufen und somit verworfen werden.

So konnte das defekte L1-Triggerelement zVtx_Cls in allen betroffenen L1-Subtriggern durch zVtx_T0 mit nachfolgender L2-Validierung der zVtx_Cls-Bedingung ersetzt werden. Bis zur Reparatur des zVtx_Cls-Triggerelements wurde dadurch eine integrierte Luminosität von 4,1 pb^{-1} gerettet, wovon 1,8 pb^{-1} in dieser Analyse genutzt werden (Verluste aufgrund der Prescale-Faktoren des S68).

[2] S18, S51, S52, S54, S68, S107, S109

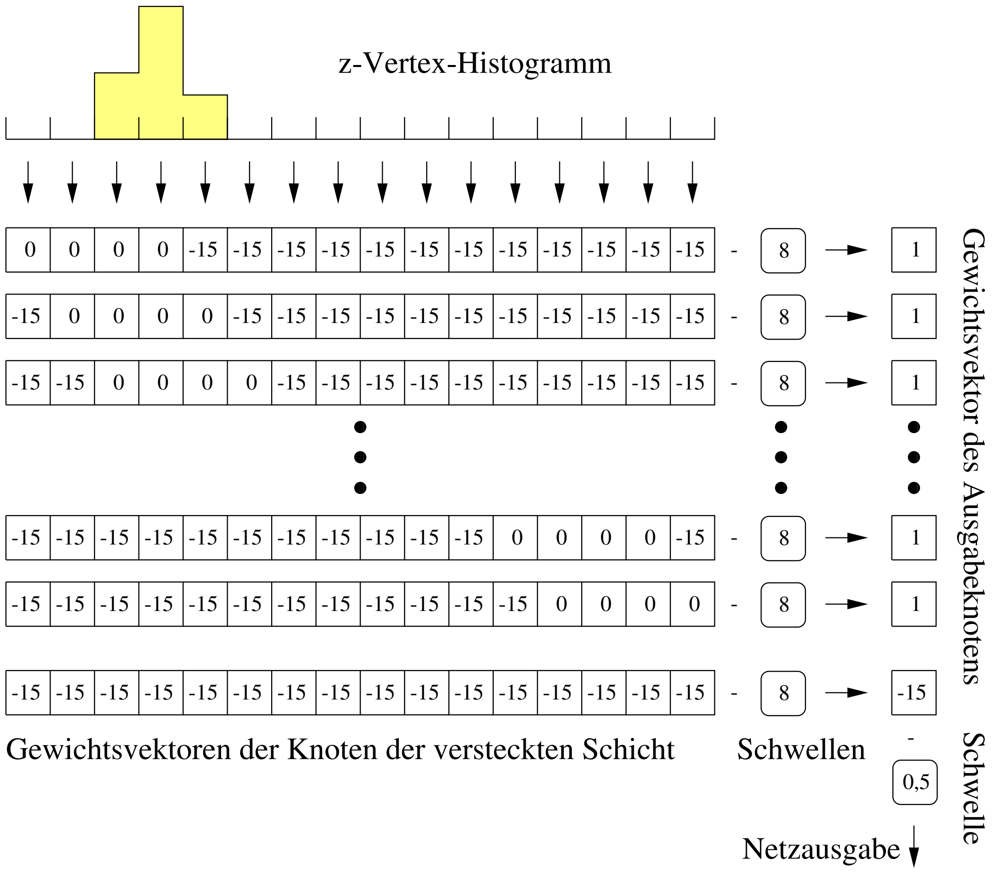


Abbildung 5.1: Schema des konstruierten Netzes FF61. Als Netzeingabegrößen werden die 16 Einträge des z-Vertex-Histogramms benutzt. Die ersten 13 versteckten Knoten suchen nach einem Cluster an je einer der 13 möglichen Positionen. Der 14-te Knoten dient dazu, leere Ereignisse zu verwerfen. Der Ausgabeknoten prüft, ob ein Cluster gefunden wurde und setzt ein Veto gegen leere Ereignisse. Im Falle des dargestellten z-Vertex-Histogramms melden der zweite und dritte Knoten einen Cluster, das Ereignis wird akzeptiert.

5.3 Prescales der Trigger für ϕ-Mesonen

Um die zulässige L4-Eingaberate von 45 Hz bei optimaler Auslastung nicht zu überschreiten, wird von der Autoprescale-Prozedur für jede L1L2-Kombination der erlaubte Anteil an der gesamten L4-Eingaberate berechnet. Dabei wird der Kombination aus S68 und TB1 bei hohen Strahlströmen eine Rate von etwa 1 Hz zugestanden. Bei niedrigen Strahlströmen gegen Ende einer Elektronenfüllung in HERA liefern etliche Subtrigger trotz Prescale 1 (d.h. ohne Prescale) weniger Rate, als ihnen zugestanden wird. In diesem Fall lief der S68 häufig ohne Prescale und mit einer L4-Eingangsrate von 2 Hz (Abbildung 7.1, Abbildung 4.12).

5.4 Der L4-Finder „PHITAG“

Ziel des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten L4-Finders namens PHITAG ist, diffraktiv produzierte ϕ-Mesonen im Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ zu selektieren. Photo- und Elektroproduktion, elastische und protondissoziative Ereignisse sollen gleichermaßen selektiert werden. Die Effizienz sollte möglichst ebenso groß sein, wie die bis 1996 eingesetzte L5-Klassifikation für Zweispurereignisse (L5-Klasse 18), bei gleichzeitig deutlich niedrigerer Ausgaberate.

5.4.1 Algorithmus

Der Algorithmus fordert exakt zwei vertexgefittete Spuren mit entgegengesetzten Ladungsvorzeichen in der CJC (diese Information wird durch die CJKV-Bank bereitgestellt), die nachfolgend beschriebene Qualitätskriterien erfüllen.

Um unnötige und zeitintensive Berechnungen auf Vielspurereignissen zu vermeiden, werden zunächst alle Ereignisse mit mehr als vier CJKV-Spuren verworfen. Die Effizienz dieser Heuristik wurde anhand der Simulation zu 99,5% bestimmt. Anschließend werden alle Ereignisse verworfen, die nicht exakt zwei CJKV-Spuren mit folgenden Eigenschaften besitzen:

- maximal 8 cm Abstand der Helix vom Vertex,
- mindestens 10 cm Spurlänge im Bereich $\theta \in [24°; 150°]$, sonst mindestens 5 cm,
- Beginn der Spur in maximal 70 cm Entfernung von der Strahlachse,
- Transversalimpuls mindestens 70 MeV.

Diese zwei Spuren werden als Kaonkandidaten behandelt. Um die Reaktion $\phi \to K^+K^-$ auszuwählen, werden Ereignisse mit gleichem Ladungsvorzeichen beider Kaonkandidaten verworfen. Um die Rate weiter zu reduzieren wird für Ereignisse mit ungleichen Ladungsvorzeichen gemäß der im nächsten Kapitel dargestellten Gleichung 6.4 die invariante Masse $M_{K^+K^-}$ berechnet und $M_{K^+K^-} < 1{,}06$ GeV gefordert. Diese Bedingung definiert zusammen mit der kinematischen Untergrenze $M_{K^+K^-} \geq 2m_K = 0{,}9874$ GeV ein nahezu symmetrisches Fenster um die Masse des ϕ-Mesons von 1,0194 GeV.

Für die verbleibenden Ereignisse wird die Energiesumme über alle Cluster des elektromagnetischen SpaCal mit mindestens 100 MeV Cluster-Energie berechnet. Nur die Ereignisse, bei denen diese Summe höchstens 1 GeV (Photoproduktion) oder mindestens 13 GeV (Elektroproduktion) beträgt, werden von PHITAG akzeptiert.

5.4.2 L1-Bedingung

Die oben beschriebene L4-Bedingung liefert eine Rate von etwa 0,09 Hz. Da diese Rate dreimal höher als das zugestandene Limit eines L4-Finders für einen Zerfallskanal ist und es nicht sinnvoll ist, auf allen L1-Subtriggern nach ϕ-Mesonen zu suchen, wird PHITAG nur auf einer ausgewählten Liste von L1-Subtriggern eingesetzt:

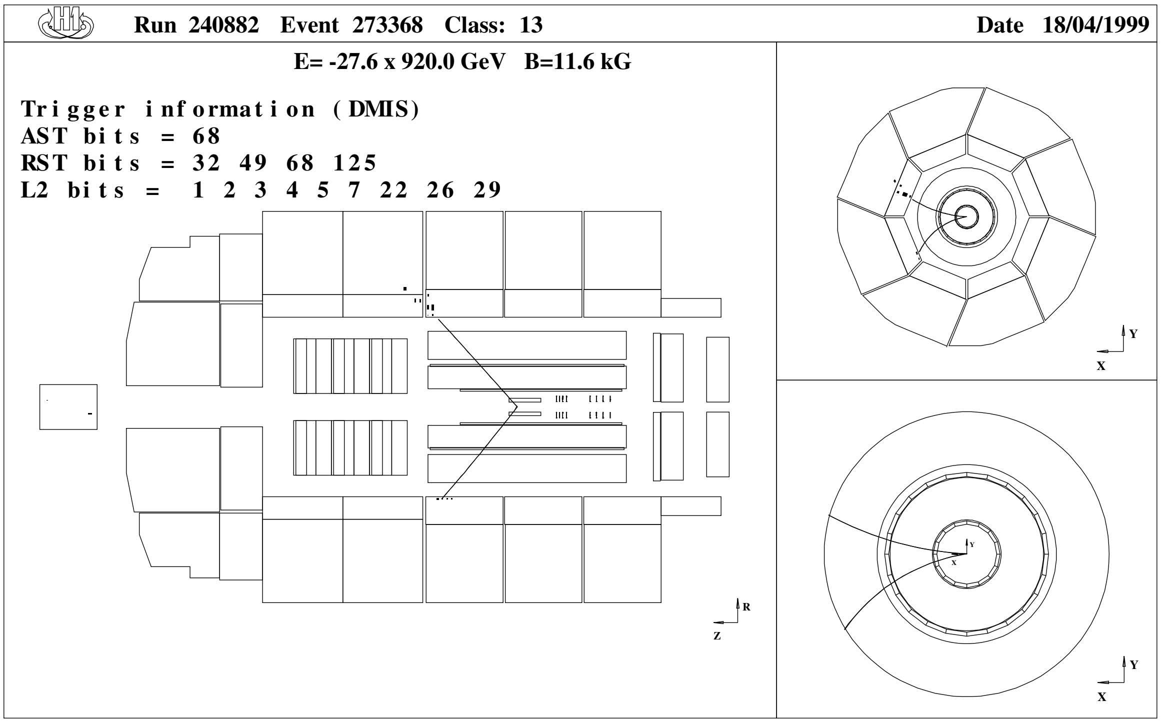


Abbildung 5.2: Darstellung eines typischen ϕ-Kandidaten. Das Ereignis wurde vom L1-Subtrigger S68 getriggert, von L2NN-TB1 (FF32) validiert und vom L4-Finder PHITAG akzeptiert, weiterhin erfüllt es alle Analyseschnitte (siehe Kapitel 7), die invariante Masse wurde zu $M_{K^+K^-} = 1{,}023$ GeV rekonstruiert. In der Annahme, daß es sich bei diesem Ereignis um die Reaktion $\phi \to K^+K^-$ handelt, sollen dessen Eigenschaften diskutiert werden: zu erkennen sind die entgegengesetzte Ladung der Zerfallskaonen sowie der geringe Öffnungswinkel, hervorgerufen durch einen Transversalimpuls des ϕ-Mesons von $p_t = 1{,}04$ GeV. Aufgrund der Ineffizienz des DCRPhi-Triggers gegenüber Spuren mit Transversalimpulsen unter 400 MeV und dem Impuls der Kaonen von nur 127 MeV im ϕ-Ruhesystem, muß für das ϕ-Meson $p_t \gtrsim 0{,}5$ GeV gelten, um die Triggerbedingung zu erfüllen. In diesem Ereignis besitzt das K^- einen vergleichsweise hohen Transversalimpuls von $p_t = 0{,}68$ GeV und setzt somit eine DCRPhi-Maske. Die im LAr-Kalorimeter deponierte Energie liegt oberhalb der Nachweisschwelle. Für das K^+ ist hier $p_t = 0{,}38$ GeV.

Elektroproduktion:

S0 SPCLe_IET>2 && VETOs

S2 DCRPh_Thig && zVtx_sig && (SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_2)

S4 (SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3) && SPCLe_ToF_E_2

S61 DCRPh_Thig && zVtx_sig && (SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3)

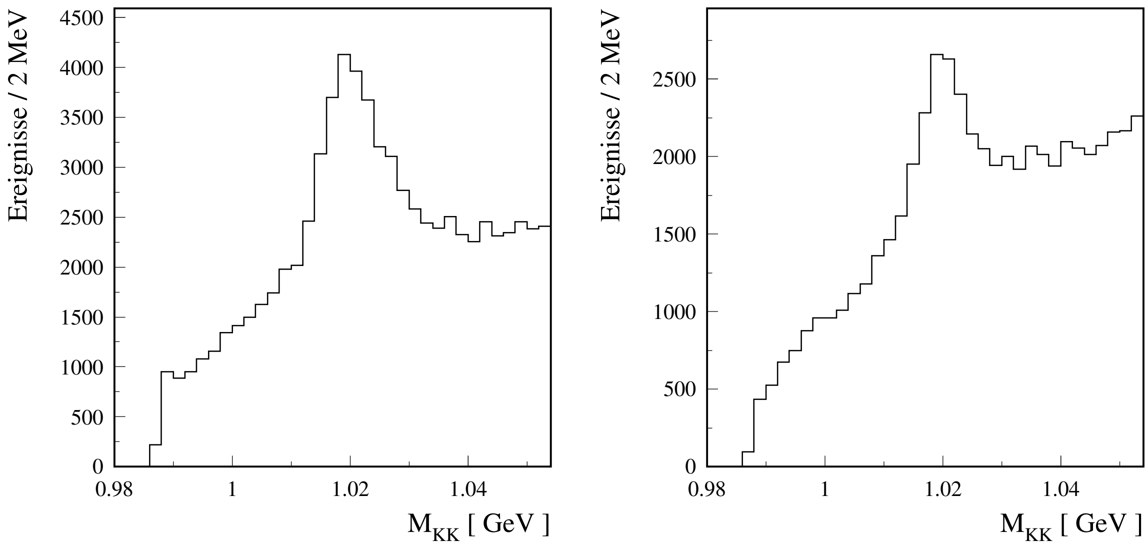
Photoproduktion:

S68 DCRPh_Ta && zVtx_Cls && Topo_Mult=2 &&
LAr_IF=0 && FwdMu_Fwd_Vtx=0 && VETOs .

Diese Vorbedingung bewirkt, daß PHITAG[3] nur Ereignisse triggert, bei denen mindestens einer dieser L1-Subtrigger aktiv war und gegebenenfalls (hier nur S68) von L2 validiert wurde. Die Rate wurde dadurch auf etwa 0,03 Hz gesenkt, der Anteil der von S68 getriggerten Ereignisse liegt bei etwa 30%. Aufgrund des großen Untergrundanteils akzeptiert PHITAG nur etwa 0,1% der von {S0, S2, S4, S61} getriggerten Ereignisse. Die Kombination aus S68 und TB1 stellt eine deutlich spezifischere Triggerbedingung dar, PHITAG akzeptiert etwa 1% dieser Ereignisse.

5.4.3 Einsatz

Der L4-Finder wurde am 8. März 1999 (Run 236646) in Betrieb genommen und hat bis zum Ende der 1999e^+-Datennahmeperiode $6{,}2 \cdot 10^4$ S68-Ereignisse und $8{,}3 \cdot 10^4$ Ereignisse der SpaCal-Trigger „gefunden“. In Abbildung 5.3 erkennt man in den $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilungen dieser Ereignisse bereits ein deutliches Signal im Bereich der ϕ-Masse. Im Fall der Photoproduktionskandidaten genügen etwa 5% der von PHITAG akzeptierten Ereignisse allen weiteren Auswahlkriterien (siehe Kapitel 7) und werden in der Analyse benutzt.



(a) SpaCal-Trigger (b) S68

Abbildung 5.3: Massenspektrum der Ereignisse, die während der gesamten 1999er Datennahme durch den L4-Finder PHITAG getriggert wurden. Links sind Elektroproduktionskandidaten dargestellt, die von den auf SpaCal-Triggerelementen basierenden Subtriggern {S0, S2, S4, S61} getriggert wurden, rechts die von Subtrigger S68 getriggerten Ereignisse.

[3] Der resultierende L4-Subtrigger, bestehend aus PHITAG und der zugehörigen L1-Bedingung, trägt den Namen L4_EFS_DIF_PHI.

Kapitel 6

Methodik der Datenanalyse

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi Y$ ergibt sich aus der Zahl der beobachteten Ereignisse gemäß

$$\sigma = \frac{N_{obs}}{\mathcal{F} \int\mathcal{L}dt \; BR \; \epsilon_{tot}} . \tag{6.1}$$

Dabei ist N_{obs} die beobachtete Anzahl der Ereignisse, ϵ_{tot} die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ereignis beobachtet wird (totale Nachweiseffizienz), BR das Verzweigungsverhältnis des beobachteten Zerfallskanals $\phi \rightarrow K^+K^-$, $\mathcal{F}$ der Flußfaktor und $\int\mathcal{L}dt$ die integrierte Luminosität des betrachteten Datennahmebereichs. Die totale Nachweiseffizienz kann als Produkt der Effizienzen verschiedener Schritte geschrieben werden:

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{Akzeptanz} \cdot \epsilon_{Trigger} \cdot \epsilon_{Selektion} \cdots . \tag{6.2}$$

In den folgenden Abschnitten wird die Bestimmung von N_{obs}, sowie der Effizienz und der Luminosität erläutert. Dabei muß für die Bestimmung von N_{obs} der nichtresonante Untergrund sowie der Anteil der elastischen Ereignisse abgezogen werden.

Da zur Bestimmung der Effizienzen sowie zur Kontrolle und Optimierung der Ereignisselektion simulierte Ereignisse benötigt werden, wird zunächst die Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi Y$ vorgestellt. Im Abschnitt 6.5 wird erläutert, wie anhand der Simulation durch Entfaltung die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus den gemessenen Verteilungen extrahiert werden.

6.1 Simulation

Die Simulation basiert auf der Monte-Carlo-Methode (siehe z.B. [111]) und besteht aus einem Generator für die Vierervektoren der an der Reaktion beteiligten Teilchen, der Detektorsimulation und der Ereignisrekonstruktion. Dazu werden mittels eines Zufallszahlengenerators die kinematischen Größen der Ereignisse gemäß definierter Verteilungen „gewürfelt“ (daher die Bezeichnung „Monte-Carlo“-Methode).

Zur Simulation verschiedener physikalischer Prozesse stehen unterschiedliche Generatoren zur Verfügung, die anhand physikalischer Modelle Ereignisse generieren.

6.1.1 Der DIFFVM-Generator

In dieser Arbeit wird der DIFFVM-Generator [75, 43] verwendet, der die diffraktive Produktion von Vektormesonen in der ep-Streuung simuliert. DIFFVM basiert auf der Regge-Theorie und dem Vektor-Dominanz-Modell (siehe Kapitel 1). Zur Umrechnung der γp- in ep-Wirkungsquerschnitte wird die Weizsäcker-Williams-Approximation für den Photonfluß verwendet (Gleichung 1.39, 1.40 und 1.41). Die Q^2-Abhängigkeit des transversalen Wirkungsquerschnitts wird gemäß

$$\frac{\sigma^T_{\gamma p}(Q^2)}{\sigma^T_{\gamma p}(0)} = \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2}\right)^\eta \tag{6.3}$$

modelliert, dabei ist der Exponent η frei wählbar. Im VDM ist $\eta = 2$ (Gleichung 1.37), Messungen ergaben für die Produktion von ρ^0- und J/ψ-Mesonen größere Werte: $\eta(\rho) = 2{,}24 \pm 0{,}09$ [22] und $\eta(J/\psi) = 2{,}38 \pm 0{,}11$ [23].

Der DIFFVM-Generator generiert die differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung gemäß den Gleichungen 1.26 und 1.27 und für protondissoziative Streuung gemäß den Gleichungen 1.31 und 1.32. Zur Parametrisierung der Resonanzregion wird eine Funktion $f(M_Y^2)$ mit folgenden Eigenschaften benutzt:

In der Resonanzregion ($M_Y \leq 1{,}9$ GeV) wird $f(M_Y^2)$ gemäß einer Anpassung an die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt|_{t=const}$ der diffraktiv dissoziativen Proton-Deuterium-Streuung parametrisiert, das System Y wird als Nukleonresonanz behandelt, die in Nukleonen und Pionen zerfällt;

In der Kontinuumsregion ($M_Y > 1{,}9$ GeV) ist $f(M_Y^2) = 1$, so daß das asymptotische Verhalten $d\sigma/dM_Y^2 \propto 1/M_Y^{2(1+\epsilon)}$ reproduziert wird (siehe Gleichung 1.32). Die Fragmentation des dissoziierten Protons wird nach dem Lund-String-Modell (JETSET) [112] vorgenommen.

6.1.2 Wahl der Simulationsparameter

Die von DIFFVM produzierten Verteilungen können über 32 Parameter adjustiert werden [43]. Als primäre Strahlteilchen wurden Elektronen[1] und Protonen mit Strahlenergien von $P(e) = 27{,}6$ GeV und $P(p) = 920$ GeV verwendet. Es war nicht notwendig, eine weitere Simulation mit $P(p) = 820$ GeV zur Beschreibung der Daten aus 1996 zu erstellen, da die Änderung des Photonflusses klein ist (1,6%). Für die Q^2-Abhängigkeit des longitudinalen Wirkungsquerschnitts (Gleichung 6.3) wurde $\eta = 2{,}5$ gewählt und in der Analyse auf $\eta = 2{,}25$ umgewichtet.

Simuliert wurde der beobachtete Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$. Der Bereich der γp-Schwerpunktsenergie W wurde auf $W > 20$ GeV eingeschränkt, da Ereignisse mit

[1] Da e^- und e^+ gleichermaßen an das Photon koppeln, muß in der Photoproduktion nicht zwischen e^- und e^+ unterschieden werden.

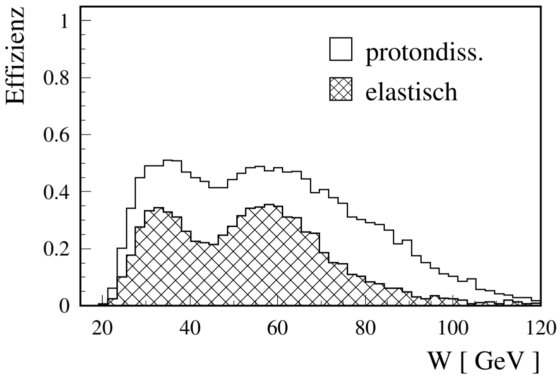


Abbildung 6.1: Beobachtbarer W-Bereich. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit (Effizienz), daß ein bei der γp-Schwerpunktsenergie W erzeugtes ϕ-Meson anhand der Spuren der Zerfallskaonen im Zentralteil des Detektors nachweisbar ist. Die Darstellung basiert auf der Simulation protondissoziativer und elastischer Ereignisse. Als Bedingung für die Nachweisbarkeit wurde gefordert, daß der in Abschnitt 5.4 beschriebene L4-Finder anspricht.

geringerem W einen starken Lorentzboost in Vorwärtsrichtung erfahren und im zentralen Spurkammersystem nicht nachgewiesen werden können (Abbildung 6.1).

Es wurde je ein Datensatz mit 10^5 Ereignissen für die elastische und für die protondissoziative Streuung (Fragmentation nach JETSET) generiert. Diese Datensätze werden im weiteren als $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$ bezeichnet. Die Datensätze unterscheiden sich außer im M_Y Spektrum auch in der $d\sigma/dt \propto e^{bt}$ Abhängigkeit. Als Wert des Pomeronintercepts wurde in beiden $1+\epsilon = 1{,}08$ verwendet. Die Steigung der Pomerontrajektorie α' wurde im elastischen Datensatz auf den kanonischen Wert von 0,25 GeV^{-2} und im protondissoziativen Datensatz zu null gesetzt. Der Steigungsparameter b wurde für die elastische Simulation zu $b(W = 13\ \mathrm{GeV}) = 6{,}8\ \mathrm{GeV}^{-2}$ gewählt, entsprechend 8,3 GeV^{-2} bei $W = 60$ GeV. Durch die Wahl von $\alpha' = 0$ für die Simulation protondissoziativer Ereignisse ergab sich keine Abhängigkeit des Steigungsparameters von W und M_Y. Der Steigungsparameter wurde auf 2,5 GeV^{-2} gesetzt.

Um den systematischen Fehler, der durch die Wahl der genannten Parameter entsteht zu bestimmen, wurden die Verteilungen durch Umgewichten der Ereignisse verändert (siehe Abschnitt 7.7.4).

Simulation	ϵ	α'	b(60 GeV)	η
protondiss.	0,08	0	2,5 GeV^{-2}	2,5
elastisch	0,08	0,25 GeV^{-2}	8,3 GeV^{-2}	2,5

Tabelle 6.1: Bei der Erzeugung der Monte-Carlo-Ereignisse verwendete Simulationsparameter. Für die Analyse und die Bestimmung der systematischen Fehler wurden die Verteilungen durch Umgewichten der Ereignisse verändert.

6.1.3 Detektorsimulation

Mit Hilfe des Programmpakets H1SIM wird die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit dem aktiven und passiven Material des Detektors im Detail simuliert [113]. Die Antwort des Detektors, die sich formal nicht von der eines realen Ereignisses unterscheidet, wird in drei Schritten simuliert:

Geometriephase
Die Reaktion der Teilchen mit dem Material des Detektors wird von GEANT [114] simuliert. Dazu wird der Detektor in kleine Zellen unterteilt und die Eigenschaften des dort vorherrschenden Materials benutzt, um die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit den einzelnen Volumenelementen des Detektors zu simulieren.

Signalphase
Die Signale der sensitiven Detektorregionen sowie die gesamte Ausleseelektronik des Detektors werden simuliert. Für die Simulation des Rauschverhaltens der Kalorimeter werden speziell für diesen Zweck aufgezeichnete Realdaten verwendet.

Triggerphase
Aus den generierten Signalen wird die Triggerinformation berechnet.

Die so entstandenen Ereignisse liegen im selben Datenformat vor wie die realen Ereignisse.

6.2 Rekonstruktion der Reaktion $\phi \to K^+K^-$

Der Nachweis der ϕ-Mesonen erfolgt über den dominanten Zerfall $\phi \to K^+K^-$. Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik stützt sich im Falle der Photoproduktion ausschließlich auf die beobachteten Polar- und Azimutalwinkel θ_i und φ_i und die beobachteten Transversalimpulse $p_{t,i}$ der beiden Zerfallskaonen $i = 1, 2$. Da im elastischen Fall sowohl das gestreute Elektron als auch das gestreute Proton innerhalb des Strahlrohrs entweichen und somit unbeobachtbar bleiben, werden keine weiteren Spuren erwartet. Im protondissoziativen Fall können lediglich die Fragmente des Protons, meist jedoch nur Teilchen aus Schauern, die durch Kollisionen der Fragmente des Protons mit der Strahlröhre entstehen, beobachtet werden. Dies dient der Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen, nicht jedoch der Bestimmung der Ereigniskinematik.

6.2.1 Das Rekonstruktionsprogramm

Die Ereignisse liegen zunächst im DST-Format[2] vor. Für jedes Ereignis sind die Signale der Detektoren, Triggerelemente und Subtrigger in BOS-Bänken gespeichert. Zusätz-

[2] Data Summary Tape. Siehe z.B. [24, 25].

lich sind die Ergebnisse der „online“-Rekonstruktion auf L4 (bis 1996 L5) verfügbar. So existiert für jedes Ereignis unter anderem eine Liste der Parameter aller vertexgefitteten Spuren. Weitere Informationen, die den Detektorstatus betreffen und nicht für jedes Ereignis neu ermittelt werden müssen, sind in der H1-Datenbank gespeichert.

Das Rekonstruktionsprogramm nutzt diese Informationen, um die Ereigniskinematik zu rekonstruieren und weitere Größen zu berechnen, die der Trennung der Reaktion $\phi \to K^+K^-$ von anderen Reaktionen (Untergrund) dienen. Die Ergebnisse der Berechnungen werden für die weitere Analyse als (PAW-)N-Tupel [115] gespeichert. Etliche Ereignisvariablen sind bereits im DST-Format verfügbar und werden lediglich in das N-Tupel kopiert. Dazu gehören unter anderem die Run- und Ereignisnummer[3], das Bitfeld der FPACK-Klassen sowie die Bitfelder der Triggerelemente und Subtrigger der Triggerstufen eins und zwei.

6.2.2 Berechnung der kinematischen Variablen

Zunächst erfolgt eine Bestimmung der Zahl der vertexgefitteten Spuren, die gewissen Qualitätskriterien genügen (siehe Abschnitt 7.1.4). Diese Größe wird im weiteren N_{Spur} genannt. Die Bedingung $N_{Spur} < 3$ dient dazu, Untergrund zu verwerfen, $N_{Spur} > 1$ ist die Voraussetzung für die Berechnung weiterer Größen:

Kaonspuren

Dreierimpulse in Polarkoordinaten p_i, θ_i, φ_i, Transversalimpulse $p_{t,i}$ und Ladungen Q_i der Kaonkandidaten $i = 1, 2$.

Invariante Masse der Kaonkandidaten — $M_{K^+K^-}$

Die invariante Masse der Kaonkandidaten $M_{K^+K^-}$ wird gemäß

$$\begin{aligned} M^2_{K^+K^-} &= 2\Big(m_K^2 + \sqrt{(p_1^2 + m_K^2)(p_2^2 + m_K^2)} - \\ &\quad p_1 p_2 (\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \sin\theta_1 \sin\theta_2 + \cos\theta_1 \cos\theta_2)\Big) \end{aligned} \tag{6.4}$$

berechnet. Als Kaonmasse wird $m_K = 0{,}4937$ GeV benutzt (siehe Tabelle 1.3).

Die kinematische Variable y

Da das auslaufende Elektron in der Photoproduktion unbeobachtbar bleibt, kann y nicht gemäß Gleichung 1.5 berechnet werden. Es wird die Jaquet-Blondel-Methode [116] verwendet,

$$y = \frac{1}{2E_e} \sum_i (E_i - p_{z\,i}) \,, \tag{6.5}$$

[3]Jeder Run trägt eine eindeutige Runnummer, jedes auf Band geschriebene Ereignis eine Ereignisnummer, die in jedem Run bei eins startet.

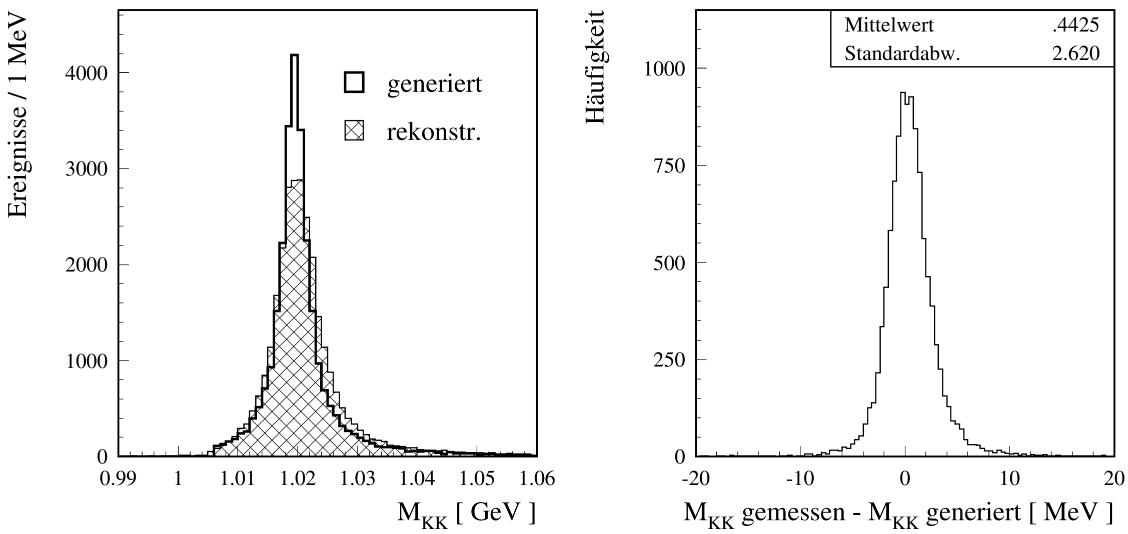


Abbildung 6.2: Rekonstruktion der invarianten Masse $M_{K^+K^-}$. Dargestellt ist das gemäß der relativistischen Breit-Wigner-Funktion generierte Massenspektrum (offenes Histogramm) und das rekonstruierte Massenspektrum (schraffiert) der $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$- und $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{ref}}$-Ereignisse (siehe Abschnitt 6.6). Die Auflösung beträgt 2,8 MeV. Das schraffierte Histogramm wird durch Spline-Interpolation parametrisiert und dient als Signalfunktion der Fits (Abschnitt 6.4.1).

wobei sich die Summe über alle Teilchen des beobachteten Endzustandes erstreckt, d.h. die beiden Kaon-Kandidaten.

γp-Schwerpunktsenergie — W

Die γp-Schwerpunktsenergie W wird gemäß Gleichung 1.7 berechnet, wobei Q^2 vernachlässigt wird:

$$W = \sqrt{ys + m_p^2}\,. \tag{6.6}$$

Die Übereinstimmung zwischen generiertem und rekonstruiertem W ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

Photonvirtualität — Q^2

Sofern im SpaCal lokalisierte Energieeinträge (Cluster) existieren, wird Q^2 aus der Energie $E_{SpaCal,max}$ und dem Polarwinkel θ des höchstenergetischen Clusters berechnet:

$$Q^2 = 4E_{SpaCal,max}\,\cos^2\frac{\theta}{2}\,. \tag{6.7}$$

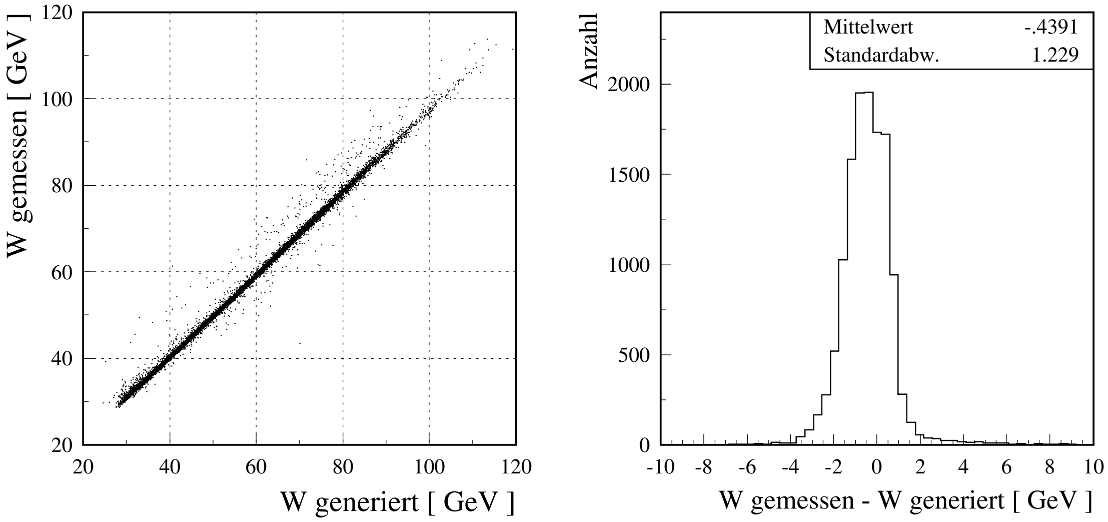
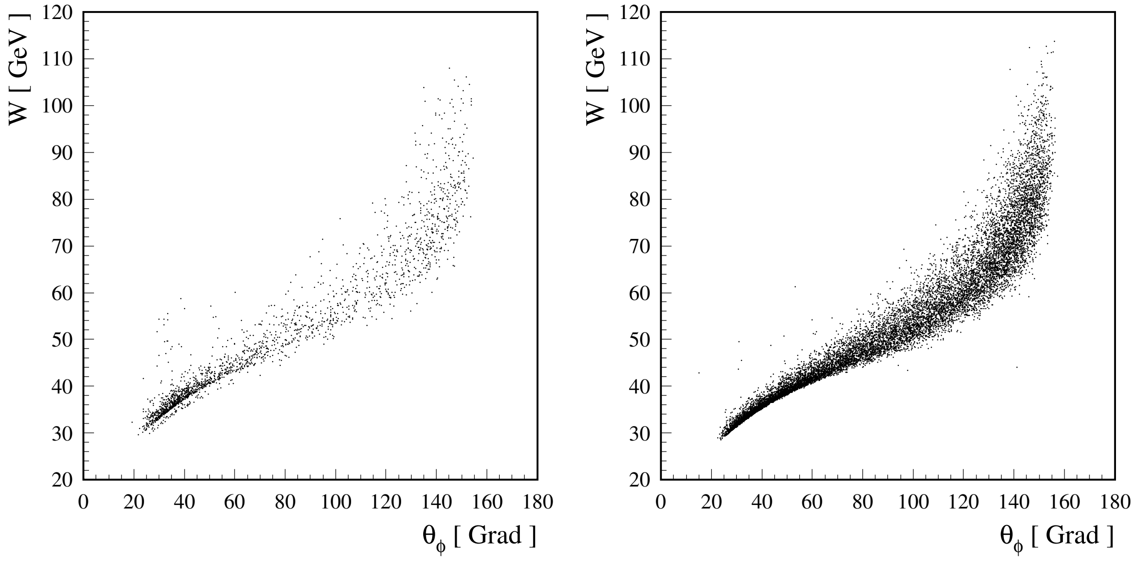


Abbildung 6.3: Rekonstruktion der γp-Schwerpunktsenergie W. Dargestellt ist der rekonstruierte gegen den generierten Wert der $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$-Ereignisse nach der Anwendung aller Analyseschnitte. Die Auflösung beträgt 1,2 GeV.



(a) Daten (b) Simulation

Abbildung 6.4: Zusammenhang zwischen der Schwerpunktsenergie W und dem Polarwinkel θ_ϕ der rekonstruierten ϕ-Mesonen. Die Detektorereignisse (a) stammen aus einem Massenfenster der Breite 10 MeV ($|M_{K^+K^-} - m_\phi| < 10$ MeV), d.h. Untergrund wurde nicht abgezogen.

Quadrat des Impulsübertrags am γV-Vertex — t

Da das auslaufende hadronische System nicht vollständig beobachtet wird, kann t nicht direkt gemessen werden. Gemäß

$$\begin{aligned} t &= (q-V)^2 = -Q^2 - 2q\cdot V + m_V^2 \\ &\approx -2E_\gamma(E_V + p_{zV}) + m_V^2 \approx -(E_V - p_{zV})(E_V + p_{zV}) + m_V^2 \\ &= -(E_V^2 - p_{zV}^2) + m_V^2 = -p_t^2 \end{aligned} \tag{6.8}$$

kann t für kleine Q^2 durch $-p_t^2$ genähert werden, wobei q den Viererimpuls und E_γ die Energie des Photons bezeichnet. Weiterhin bezeichnen V den Viererimpuls, m_V die Ruhemasse, p_{zV} die z-Komponente des Impulses und E_V die Energie des Vektormesons.

Der Transversalimpuls p_t des ϕ-Mesons wird aus den Impulsen der Zerfallskaonen berechnet, im weiteren wird mit p_t stets der Transversalimpuls des rekonstruierten ϕ-Mesons bezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen wahrem $|t|$ und rekonstruiertem p_t^2 ist für die protondissoziativen Monte-Carlo-Ereignisse in Abbildung 6.5 dargestellt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen p_t^2 und $|t|$ bei einer mittleren Abweichung von $\mu = 0{,}08$ GeV^2 und einer Auflösung von $\sigma = 0{,}3$ GeV^2.

Im Gegensatz dazu wird ein erheblicher Teil der elastischen Ereignisse mit $|t| < 0{,}5$ bei deutlich größeren Werten von p_t^2 beobachtet (Abbildung 6.6). Dieses Verhalten ist durch die starke p_t^2-Abhängigkeit der Triggereffizienz begründet (siehe Abbildung 7.9d). Als Ursache für große Werte von p_t^2 kommen sowohl große Werte von $|t|$ als auch große Werte von Q^2 in Frage.

Die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung eines Ereignisses oberhalb der Nachweisgrenze $p_t^2 > 0{,}2$ GeV^2 aufgrund eines großen Wertes von Q^2 hängt entscheidend von der Steilheit b des exponentiellen Abfalls des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ ab. Für die protondissoziativen Ereignisse mit $b_{pd} \approx 2{,}5$ GeV^{-2} ist Q^2 als Ursache für große p_t^2 praktisch auszuschließen, bei den elastischen Ereignissen mit $b_{el} \approx 8$ GeV^{-2} geht ein erheblicher Anteil der Ereignisse mit $p_t^2 > 0{,}2$ GeV^2 auf diese Ursache zurück.

Wie Studien anhand der Simulation mit unterschiedlichen Werten von b_{el} ergaben (Abschnitt 7.7.1), ist dieser Effekt so stark, daß von der beobachteten p_t^2-Verteilung der elastischen Ereignisse nicht auf die zugrundeliegende $|t|$-Abhängigkeit geschlossen werden kann.

Abbildung 6.7 zeigt die Übereinstimmung von p_t^2 und $|t|$ für die elastischen Ereignisse im kinematischen Bereich $Q^2 < 0{,}01$ GeV^2. Ein solcher Schnitt stellt die Korrelation zwischen p_t^2 und $|t|$ wieder her, ist aber für die von S68 getriggerten Ereignisse nicht möglich, da sich durch die Verwendung des SpaCal als Veto gegen Elektroproduktion die Photonvirtualität nur auf $Q^2 < 1$ GeV^2 einschränken läßt.

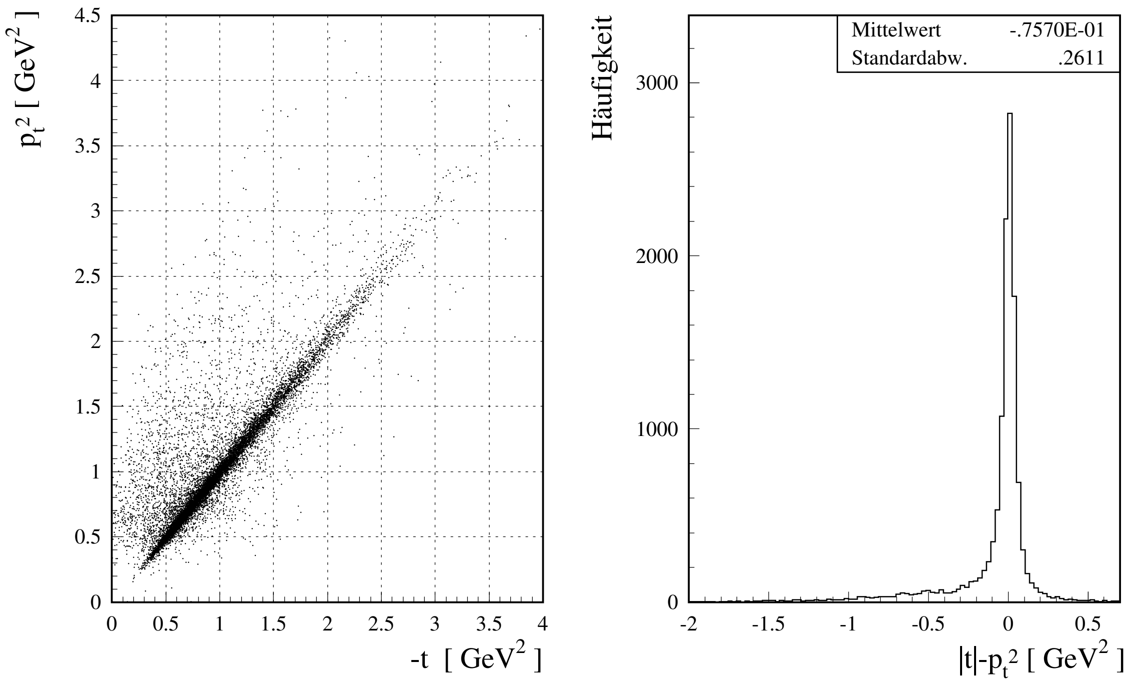


Abbildung 6.5: Korrelation von p_t^2 und $|t|$ für die simulierten protondissoziativen Ereignisse, die allen Selektionskriterien genügen. Insbesondere ist Q^2 durch den Photoproduktions-Schnitt auf Werte kleiner 1 GeV^2 eingeschränkt. Rechts ist die Abweichung zwischen $|t|$ und p_t^2 aufgetragen.

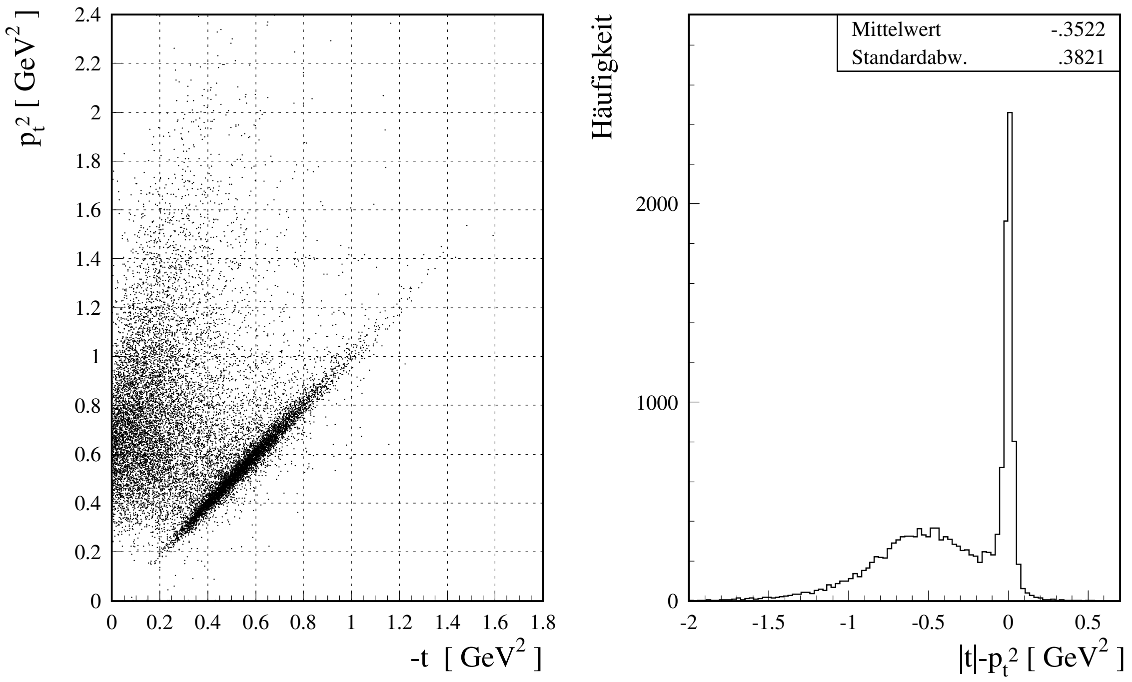


Abbildung 6.6: Analog Abbildung 6.5, hier für elastische Ereignisse.

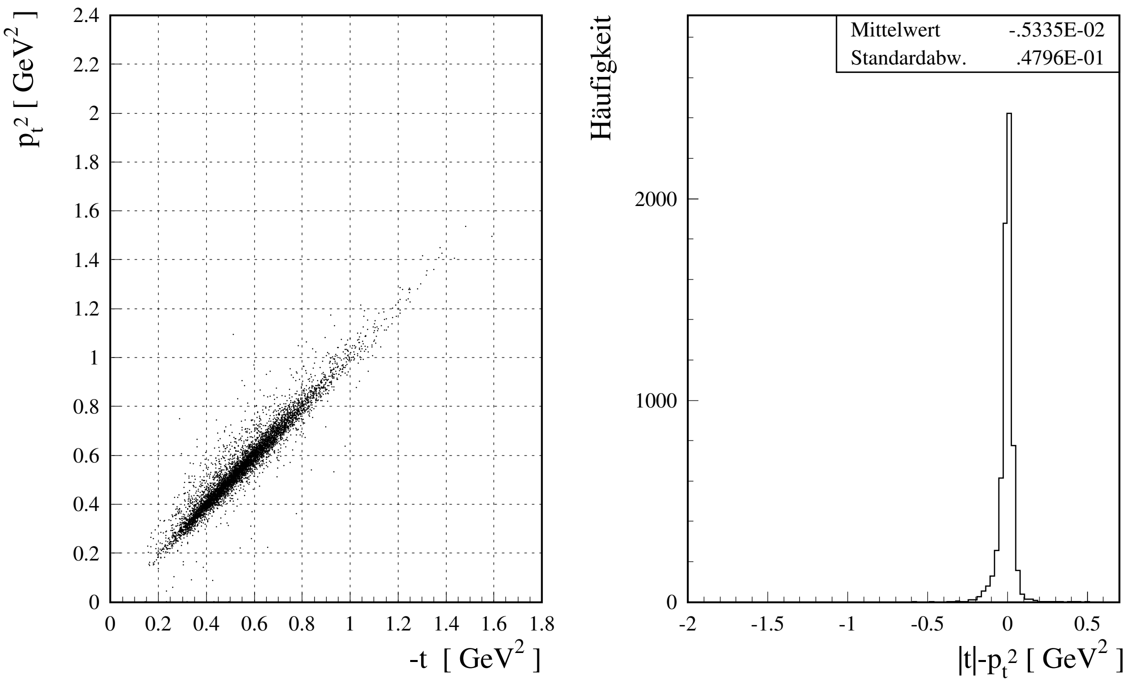


Abbildung 6.7: Korrelation von p_t^2 und $|t|$ für die simulierten elastischen Ereignisse, die allen Selektionskriterien genügen, im kinematischen Bereich $Q^2 < 0{,}01$ GeV^2.

6.2.3 Detektorgrößen zur Ereignisselektion

Weitere Größen werden berechnet, um die Ereignisse der diffraktiven Photoproduktion von ϕ-Mesonen auszuwählen und Untergrund zu unterdrücken:

$\boldsymbol{E_{LAR\_IF}}$
Gesamtenergie in allen Zellen des vorderen ($\theta < 10°$) Teils des LAr-Kalorimeters. Für systematische Untersuchungen wurde eine analoge Größe $E_{LAr}(\theta < 15°)$ berechnet.

$\boldsymbol{E_{SpaCal}}$
Gesamtenergie in allen Zellen des elektromagnetischen SpaCal.

$\boldsymbol{E_{SpaCal,max}}$
Maximale Energie eines Clusters im elektromagnetischen Teil des SpaCal. Sowohl E_{SpaCal} als auch $E_{SpaCal,max}$ werden benutzt um Photoproduktion zu selektieren.

$\boldsymbol{E_{LAr,max}}$
Maximale Energie eines LAr-Clusters mit Ausnahme des vorderen Bereichs ($\theta < 10°$), der nicht mit den Kaonspuren assoziiert werden konnte. Dazu werden die Helizes der Kaonspuren bis zum Beginn des LAr-Kalorimeters fortgesetzt

und dort linear extrapoliert. Alle Cluster, die sich innerhalb eines Zylinders von 20 cm Radius um die extrapolierte Spur befinden, werden mit der Spur assoziiert und bei der Bestimmung von $E_{LAr,max}$ nicht beachtet. Für systematische Untersuchungen wurde auch ein erweiterter Zylinder mit 30 cm Radius betrachtet. Da man in der Reaktion $\phi \to K^+K^-$ keine Energiedeposition im LAr-Kalorimeter außer der durch die Kaonen verursachten erwartet, dient diese Größe zur Unterdrückung des Untergrunds.

$E_{LAr}(K^+K^-)$

Gesamtenergie aller Cluster, die wie oben beschrieben mit einer Kaonspur assoziiert werden konnten. Aufgrund der niedrigen Energie (Abbildung 6.8) der beobachteten Kaonkandidaten und der Tatsache, daß sich die Zylinder häufig durchdringen, eignet sich diese Größe nicht zur Teilchenidentifikation.

dE/dx_i

Relativer Energieverlust der Kaonkandidaten $i = 1, 2$, gemessen in der CJC und wie nachfolgend beschrieben korrigiert.

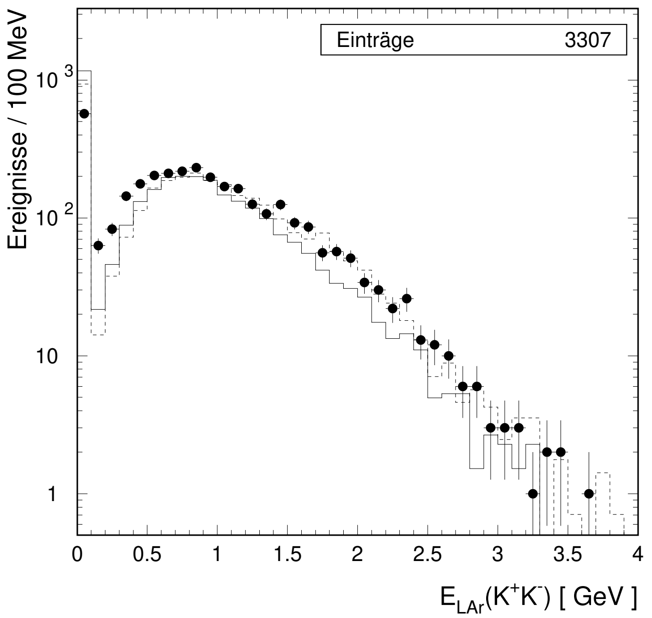


Abbildung 6.8: LAr-Energie beider Kaonen (durchgezogene Linie MC_{el}^{ref}, gestrichelt MC_{pd}^{ref}) bzw. Kaon-Kandidaten (Daten).

6.3 Teilchenidentifikation mittels dE/dx

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie. Dieser Energieverlust erfolgt im wesentlichen[4] durch Ionisation. Er wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung näherungsweise beschrieben [117, 118]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left(\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2\beta^2 W_{max}}{I^2}\right) - \frac{1}{2}\beta^2 - \delta^2\right) . \tag{6.9}$$

Dabei bezeichnet N_A die Avogadrozahl, r_e und m_e den klassischen Radius und die Masse des Elektrons, Z, A und I die Ordnungs- und Massenzahl sowie das Ionisationspotential der absorbierenden Materie, z und β die Ladung und die Geschwindigkeit ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) des ionisierenden Teilchens. Es gilt $2\pi N_A r_e^2 m_e = 0{,}1535$ MeVcm^2/g. W_{max} steht für den maximalen Energieübertrag den ein Teilchen der Masse M auf ein freies Elektron übertragen kann. Im Bereich $\gamma m_e \ll M$ gilt $W_{max} \approx 2m_e\beta^2\gamma^2$. Mit δ wird eine Dichtekorrektur eingeführt.

Da der Energieverlust nur von der Geschwindigkeit und nicht der Masse des Teilchens abhängt, kann zusammen mit der Impulsmessung eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden.

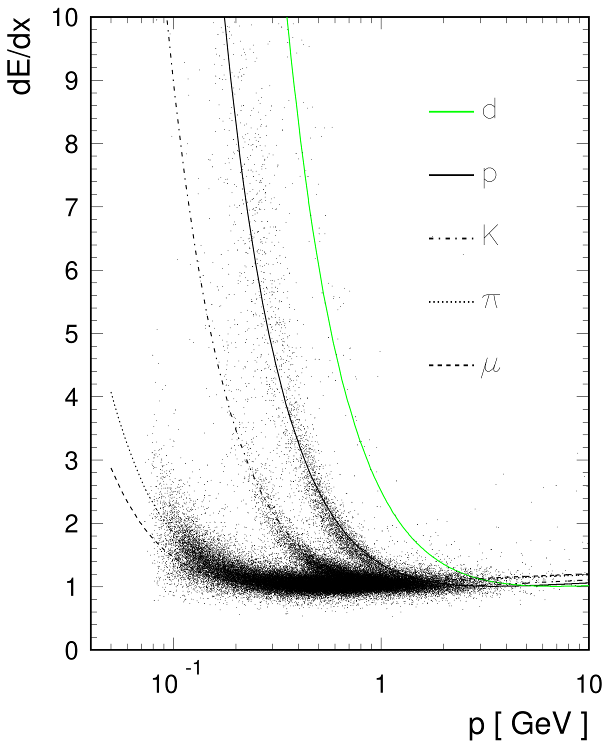


Abbildung 6.9: Differentieller Energieverlust dE/dx gegen Impuls p der Spuren der vorselektierten Ereignisse. Die Bänder für Deuteronen, Protonen, Kaonen und Pionen bzw. Myonen zeichnen sich deutlich ab, so daß wichtige Information für die Teilchenidentifikation gewonnen wird. Die dE/dx-Werte wurden mittels des Moduls DDXMOD korrigiert. Bei den eingezeichneten Funktionen handelt es sich um Parametrisierungen der Bethe-Bloch-Gleichung inklusive Dichtekorrektur.

[4] Mit Ausnahme des Elektrons, bei dem Bremsstrahlung eine Rolle spielt.

In Abbildung 6.9 sind für die Ereignisse der Vorselektion (Klasse 13, 20, 27 && PHITAG, siehe Abschnitt 7.1.1) die Energieverluste dE/dx gegen die Impulse p der Spuren aufgetragen. Sowohl dE/dx als auch p werden in der CJC gemessen. Man erkennt deutlich die Bänder für Deuteronen, Protonen, Kaonen, Pionen und Myonen. Bei den ebenfalls eingezeichneten Funktionen $f_{dE/dx}$ handelt es sich um Parametrisierungen in Analogie zu Gleichung 6.9, gemäß

$$f_{dE/dx} = p_1 \frac{1}{\beta^{p_2}} \Big(1 + p_3 \exp(-p_4 \log_{10}(0{,}25 + \beta\gamma))\Big) . \tag{6.10}$$

Die Parametrisierung sowie die Wahl der Parameter ($p_1 = 1{,}4139; p_2 = 1{,}6504; p_3 = -0{,}4610; p_4 = 0{,}56924$) wurden durch Anpassung an H1-Daten gewonnen [119]. Die Meßwerte für dE/dx wurden mittels des Moduls DDXMOD korrigiert, das zusammen mit der Parametrisierung $f_{dE/dx}$ entwickelt wurde [119]. Die Korrektur besteht aus zwei Hauptschritten:

1. Re-Kalibration kurzer Runs, bei denen die „online“ Kalibration auf L4 mangels Statistik nicht durchgeführt wurde.

2. Korrektur vorhandener systematischer Effekte bzgl. dE/dx. Bei dieser Korrektur werden die gemessenen dE/dx-Werte[5] auf Fehler durch Abschirmung, Sättigung, Raumladungen und Asymmetrien der CJC korrigiert.

   Dies erfordert die Bestimmung spezifischer Korrekturparameter, was erst nach dem Reprocessing möglich ist. Solange für ein bestimmtes Jahr keine speziellen Korrekturparameter vorliegen, werden die zuletzt verfügbaren herangezogen. Zur Zeit der Anfertigung dieser Arbeit waren dies die Korrekturparameter für 1997 [120].

Zusätzlich berechnet DDXMOD anhand der Parametrisierung die Wahrscheinlichkeiten LH_i dafür, daß es sich bei einer Spur um ein Elektron, Myon, Pion, Kaon, Proton oder Deuteron handelt. Die Wahrscheinlichkeit wird anhand der χ^2-Verteilung für einen Freiheitsgrad berechnet

$$LH_i = \frac{1}{\sqrt{2}\,\Gamma(1/2)} \int_{\chi_i{}^2}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{t}}\, dt \tag{6.11}$$

mit

$$\chi_i^2 = \frac{\big[dE/dx - f_{dE/dx}(M_i, p)\big]^2}{\sigma^2_{dE/dx} + \sigma_p^2} . \tag{6.12}$$

Dabei bezeichnet Γ die Gammafunktion und $f_{dE/dx}(M_i, p)$ den dE/dx-Wert gemäß der Parametrisierung nach Gleichung 6.10 für ein Teilchen der Sorte i mit Masse M_i und gemessenem Impuls p. Hier ist die Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Protonen

[5] Gespeichert als $dE/\sin(\theta)dx$ in der CJKR- bzw. DTNV-Bank.

bedeutsam, daher wurde die normalisierte Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen eines dieser drei Teilchen verwendet:

$$LN_i = \frac{LH_i}{\sum_j LH_j} \qquad \text{mit} \qquad j = \pi, K, p\,. \tag{6.13}$$

Der Autor von DDXMOD empfiehlt für beide Spuren $LN_K > 10\%$ zu fordern. Ein solcher Schnitt erreicht eine sehr gute Untergrundunterdrückung, bei hoher Effizienz der ϕ-Identifikation. Er konnte allerdings von der verwendeten Simulation nicht korrekt beschrieben werden: während nach der Negierung des Schnitts ($LN_K \leq 10\%$ für wenigstens eine der beiden Spuren) praktisch kein Signal in den Daten zu erkennen ist, die Effizienz somit nahezu 100% ist, ergibt sich eine Effizienz von nur $(80 \pm 4)\%$ in der Simulation.

Der Zusammenhang zwischen der Forderung, daß für beide Spuren $LN_K > \epsilon$ gilt und der Selektionseffizienz für ϕ-Mesonen ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Die Darstellung beruht auf den Daten, bei denen alle weiteren Analyseschnitte (siehe Kapitel 7) gefordert wurden. Die Effizienz wurde durch Bestimmung der Ereigniszahl im Signal bei Negation des Schnitts

$$LN_K > \epsilon \qquad \text{für beide Spuren} \tag{6.14}$$

für verschiedene Werte von ϵ bestimmt. Wie aus Abbildung 6.10 hervorgeht, wird bei $\epsilon = 2\%$ eine Physikeffizienz von praktisch 100% erreicht, wodurch sich eine Simulation des *dE/dx*-Schnitts erübrigt. Der verwendete *dE/dx*-Schnitt zur Teilchenidentifikation lautet daher

***dE/dx*-Schnitt**
$LN_K \geq 2\%$ für beide Spuren.

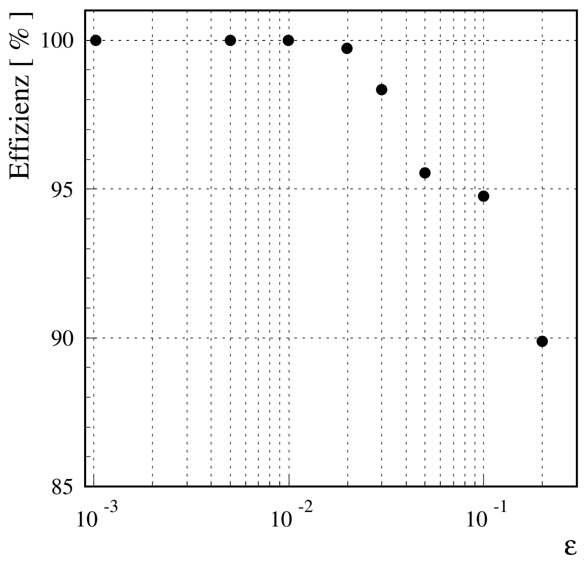


Abbildung 6.10: Effizienz des *dE/dx*-Schnitts als Funktion des gewählten Parameters ϵ mit $LN_K > \epsilon$. Zur Bestimmung der Effizienz wurden Fits an das Massenspektrum des negierten Schnitts durchgeführt (siehe auch Abbildung 7.4). Man erkennt, wie die Effizienz bis $\epsilon = 2\%$ praktisch 100% ist und für größere Werte von ϵ abknickt.

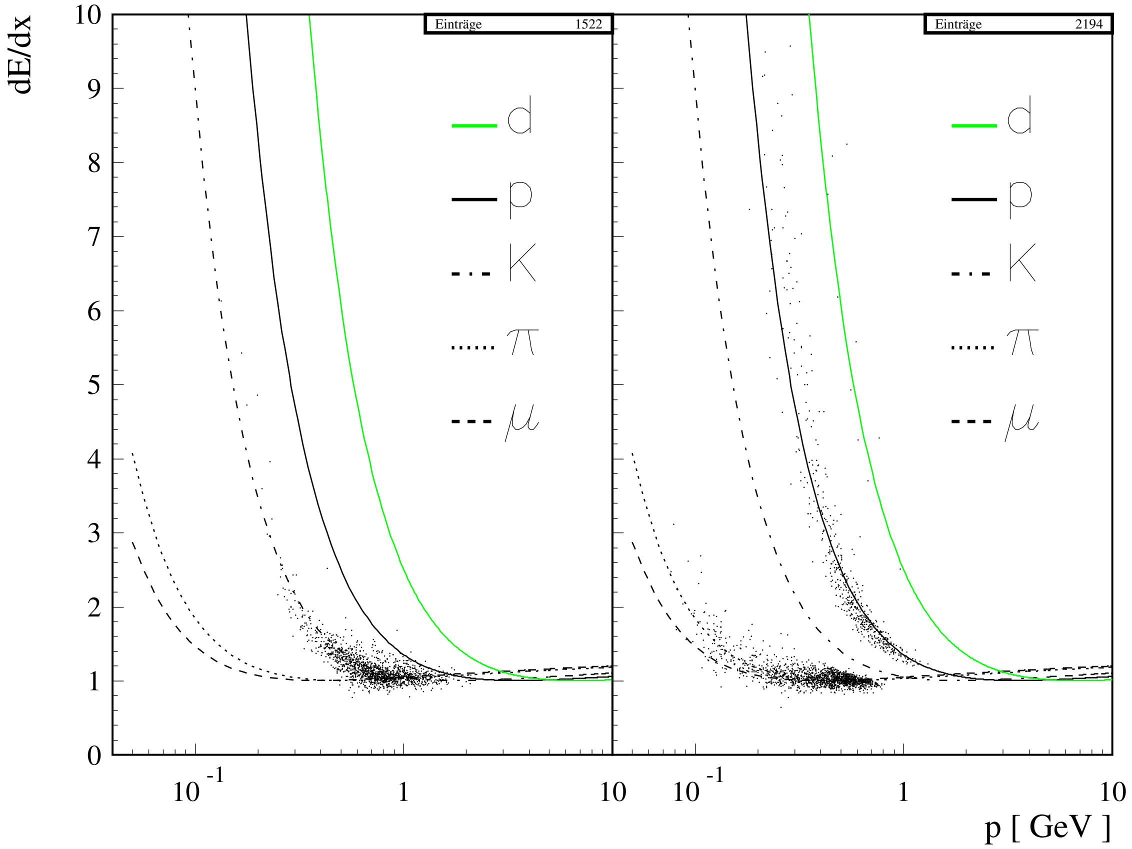


Abbildung 6.11: Auswirkung des *dE/dx*-Schnitts. Links sind die Spuren, die den *dE/dx*-Schnitt erfüllen dargestellt, rechts die Spuren, die durch den Schnitt verworfen werden. Trotz der „weichen" Forderung $LN_K > 2\%$ wird der Untergrund erheblich reduziert.

In Abbildung 6.11 ist die Auswirkung des *dE/dx*-Schnitts nach der Anwendung aller sonstigen Analyseschnitte dargestellt. Trotz der „weichen" Forderung $LN_K \geq 2\%$ ergibt sich eine effiziente Reduzierung des Untergrunds.

6.4 Subtraktion des nichtresonanten Untergrunds

Bei der Ereignisselektion von K^+K^--Kandidaten werden auch Beiträge aus nichtresonanter Erzeugung erwartet. Zum einen besteht die Möglichkeit der Mißklassifikation von Myonen und Pionen mit Impulsen oberhalb 0,5 GeV (siehe Abbildung 6.11), zum anderen stammen nicht alle K^+K^--Paare aus einem ϕ-Zerfall. Dieser Untergrund wird durch allgemeine hadronische Reaktionen verursacht und kann nicht vorausgesagt werden. Deshalb wird die Zahl der beobachteten $\phi \to K^+K^-$-Ereignisse aus der Fläche des Signals in der Massenverteilung $dN/dM_{K^+K^-}$ bestimmt.

In dieser Arbeit wird dazu eine das Signal beschreibende Funktion (Signalfunktion) zusammen mit einer den Untergrund beschreibenden, empirisch ermittelten Funktion

(Untergrundfunktion) an die Daten mittels χ^2-Fit angepaßt. Die Anpassung erfolgt mit dem Programmpaket MINUIT [121].

6.4.1 Die Signalfunktion

Die Form des Signals in der $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilung wird durch eine Faltung der relativistischen Breit-Wigner-Funktion, die den Zerfalls $\phi \to K^+K^-$ beschreibt, mit der Detektorauflösung gegeben. Gemäß Tabelle 1.2 beträgt die Breite der Breit-Wigner-Funktion 4,4 MeV $\cdot$ 49,1% = 2,2 MeV. Die Detektorauflösung ist mit 2,8 MeV von ähnlicher Größe (Abbildung 6.2). Die Faltung wird mittels Monte-Carlo-Technik vorgenommen, wobei sich die Signalform aus der Massenverteilung der Monte-Carlo-Ereignisse ergibt. Um für die Fit-Prozedur eine einfache Darstellung zu erhalten, wird das Histogramm durch eine Spline-Interpolation geglättet und normiert. Diese normierte Spline-Interpolation wird als Signalfunktion F_{sig} verwendet und in der Form

$$dN(M_{K^+K^-}) = p_1\, F_{sig}(M_{K^+K^-})\, dM_{K^+K^-} \tag{6.15}$$

an das Signal für Daten angepaßt, die Fläche der Funktion ist damit der einzige freie Parameter p_1. Zur Kontrolle, wurde auch eine Anpassung durchgeführt, in der sowohl die Breite als auch die Position des Signals als zusätzliche freie Parameter verwendet werden

$$dN(M_{K^+K^-}) = p_1\, F_{sig}(p_2(M_{K^+K^-} - p_3))\, dM_{K^+K^-}\,. \tag{6.16}$$

Dabei ergab sich, daß sowohl die Breite als auch die Position durch den Fit nicht verändert werden ($p_2 = 1, p_3 = 0$). Sie werden daher im weiteren nicht als freie Fitparameter behandelt.

6.4.2 Die Untergrundfunktion

Der nichtresonante Untergrund wird durch eine empirisch zu bestimmende Funktion mit möglichst wenigen freien Parametern genähert. Eine affine Funktion

$$F_{back} = b_1(M_{K^+K^-} - 2m_K) \tag{6.17}$$

mit der Steigung als freien Parameter beschreibt den Untergrund nur unbefriedigend. Eine sehr gute Anpassung an den Verlauf des Untergrunds über den gesamten beobachteten Massenbereich des Zweispursystems ergibt sich bei Verwendung einer sigmoidalen Funktion mit zwei Parametern

$$F_{back} = \frac{b_1}{b_2}\, \tanh(b_2\,(M_{K^+K^-} - 2m_K))\,. \tag{6.18}$$

Im weiteren wird diese Funktion verwendet[6].

[6] Die Verwendung von $\frac{b_1}{b_2}$ als Normierung hat den Vorteil, daß ein gemäß Gleichung 6.17 durchgeführter einparametriger Fit bereits einen guten Startwert für b_1 in Gleichung 6.18 liefert.

6.4.3 Resultate der Anpassung

Die dreiparametrige Anpassung gemäß

$$dN(M_{K^+K^-}) = \Big(p_1 F_{sig} + \underbrace{\frac{p_2}{p_3} \tanh\left(p_3\left(M_{K^+K^-} - 2m_K\right)\right)}_{F_{back}} \Big)\, dM_{K^+K^-} \tag{6.19}$$

liefert mit p_1 direkt die Zahl und den Fehler der beobachteten Ereignisse. Der Fehler wird dabei vom in MINUIT integrierten MINOS Algorithmus geliefert. Die Anpassung ist aufgrund der gewählten Methode weitgehend unabhängig von der Wahl der Startparameter und genügend stabil, um auch für geringe Ereigniszahlen automatisch ausgeführt zu werden (siehe Kapitel 8, Abbildung 8.2).

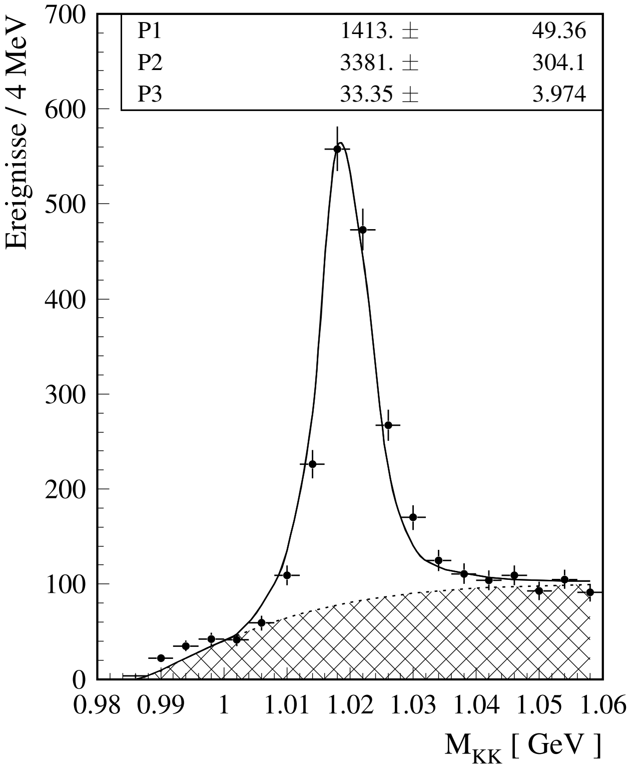


Abbildung 6.12: Beispiel einer $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilung mit Fit gemäß Gleichung 6.19 (durchgezogene Linie). Der schraffierte Bereich zeigt die Untergrundfunktion gemäß Gleichung 6.18. Bei den Meßpunkten handelt es sich um die in Kapitel 8 besprochenen Daten mit Vorwärtsaktivität. Die horizontalen Balken symbolisieren die Binbreite, die vertikalen Balken die statistischen Fehler.

6.5 Entfaltungsmethoden und Korrekturen

Aufgrund von Detektoreffekten, wie eingeschränkter geometrischer Akzeptanz, Ineffizienz und endlicher Auflösung, weicht die Verteilung einer beobachten Meßgröße im allgemeinen von der Verteilung der zugrundeliegenden wahren physikalischen Größe ab. Die Bestimmung der wahren Verteilung aus den Meßwerten wird Entfaltung genannt. Für eine ausführliche Beschreibung der Problematik und Methoden wird auf die Literatur verwiesen [122, 123], hier sollen nur die in dieser Arbeit verwendeten Methoden kurz vorgestellt werden.

6.5.1 Formalismus

Mit $N(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i)$ wird die Zahl der beobachteten Ereignisse bezeichnet, bei denen der Wert der beobachteten Meßgröße x in Bin i liegt (Kurznotation: $N(\mathrm{obs} \wedge x_i)$, N_i^{obs} und $\vec{N}^{obs}$). Mit $N(\mathrm{tot} \wedge y \in \mathrm{Bin}\ j)$ oder $N(y \in \mathrm{Bin}\ j)$ wird die Zahl aller Ereignisse bezeichnet, die während der Beobachtung stattgefunden haben und bei denen der Wert der wahren physikalischen Größe y in Bin j lag (Kurznotation: $N(y_j)$, N_j^{tot} und $\vec{N}^{tot}$).

Weiterhin bezeichnet $P(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i | y \in \mathrm{Bin}\ j)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ereignis, dessen wahre Größe y in Bin j liegt, in Bin i der gemessenen Größe x beobachtet wird.

$P(y \in \mathrm{Bin}\ j)$ und $P(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i)$ bezeichnen die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die wahre Größe y in Bin j bzw. die beobachtete Größe x in Bin i liegt.

Die Meßmethode beruht darauf, die Werte der N_i^{obs} zu bestimmen. Die Wahrscheinlichkeiten $P(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i)$, $P(y \in \mathrm{Bin}\ j)$ und $P(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i | y \in \mathrm{Bin}\ j)$ werden aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt und, sofern möglich, anhand von realen Ereignissen überprüft. Die $P(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i | y \in \mathrm{Bin}\ j)$ bilden die Elemente der Transfermatrix $\boldsymbol{T}$, die die Zahl der beobachteten Ereignisse N_i^{obs} mit der Zahl der wahren Ereignisse N_j^{tot} verknüpft:

$$\vec{N}^{obs} = \boldsymbol{T} \cdot \vec{N}^{tot}\,. \tag{6.20}$$

6.5.2 „bin-by-bin“ Korrekturen

In der einfachsten Form der Korrektur wird für jedes Bin i die wahre Zahl der Ereignisse N_i^{tot} aus der Zahl der beobachteten Ereignisse N_i^{obs} und dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten P_i^{obs}/P_i^{tot} ermittelt,

$$N(\mathrm{tot} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i) = N(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i)\frac{P(\mathrm{tot} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i)}{P(\mathrm{obs} \wedge x \in \mathrm{Bin}\ i)}\,, \tag{6.21}$$

wobei die Wahrscheinlichkeiten P_i^{obs} und P_i^{tot} durch die Simulation gewonnen werden. Diese Methode ist nur dann anwendbar, wenn

- die wahre Verteilung gut bekannt ist und gut simuliert wird,
- die Verschiebungen der gemessenen Größen im Vergleich zu den wahren Größen klein sind (die Matrix $\boldsymbol{T}$ besitzt nur kleine Nicht-Diagonal-Elemente),
- die Bins deutlich größer als die Auflösung des Detektors sind und somit Migrationen vernachlässigt werden können.

6.5.3 Entfaltung durch Matrixinversion

Sind voranstehende Bedingungen nicht erfüllt, muß die Korrektur mittels der Transfermatrix durchgeführt werden. Wie aus Gleichung 6.20 ersichtlich ist, kann das Entfaltungsproblem durch Invertierung der Transfermatrix gelöst werden:

$$\vec{N}^{tot} = \boldsymbol{T}^{-1} \cdot \vec{N}^{obs} \,. \tag{6.22}$$

Allerdings führen statistische Fluktuationen leicht zu stark unterschiedlichen Besetzungszahlen in benachbarten Bins [122, 123]. Um Fluktuationen zu glätten und der Methode der Matrixinversion Tauglichkeit für praktische Anwendungen zu geben, existieren verschiedene Regularisierungsschemata [123]. Hier wird die Matrixinversion ohne Regularisierung nur zur Kontrolle der „iterativen Entfaltung“ verwendet.

6.5.4 Iterative Entfaltung

Matrixinversion kann iterativ gelöst werden. Ausgehend von der Bayes'schen Formel für bedingte Wahrscheinlichkeiten:

$$P(y_i|\mathrm{obs} \wedge x_j)^{(n)} = \frac{P(\mathrm{obs} \wedge x_j|y_i)P(y_i)^{(n)}}{\sum_k P(\mathrm{obs} \wedge x_j|y_k)P(y_k)^{(n)}} \,, \tag{6.23}$$

können Lösungen für $N(y_i)^{(n)}$ gefunden werden, wobei (n) die n-te Iteration bezeichnet. Der hier verwendete Algorithmus [124] startet zunächst mit einer Gleichverteilung der Wahrscheinlichkeiten $P(y_i)^{(0)}$ und iteriert gemäß

$$N(y_i)^{(n+1)} = \sum_j M_{ij}^{(n)} N_j^{obs} \,. \tag{6.24}$$

Die Entfaltungsmatrix $M_{ij}^{(n)}$ wird gemäß

$$M_{ij}^{(n)} = \frac{P(y_i|\mathrm{obs} \wedge x_j)^{(n)}}{\epsilon_i} \qquad \mathrm{mit} \qquad \epsilon_i = \sum_j P(\mathrm{obs} \wedge x_j|y_i) \,, \tag{6.25}$$

$$P(y_i)^{(n)} = \frac{N(y_i)^{(n)}}{\sum_j N(y_j)^{(n)}} \tag{6.26}$$

und Gleichung 6.23 bestimmt. Dabei muß die Simulation lediglich die Transfermatrix $P(\mathrm{obs} \wedge x_j|y_i)$ gut beschreiben, Annahmen über die Verteilung der $N(y_i)$ sind nicht notwendig.

Im Limes $n \to \infty$ werden die $N^{(n)}(y_i)$ gegen die Lösung der Matrixinversion konvergieren (sofern die Matrix invertierbar ist). Wenn das Verfahren jedoch nach einigen Iterationen gestoppt wird, werden die Fluktuationen unterdrückt — Regularisierung ist der Methode inhärent. Als Abbruchkriterium wird χ^2 von $N(y_i)^{(n+1)}$ und $N(y_i)^{(n)}$ berechnet und abgebrochen, sobald $\chi^2 < \dim(\vec{N}^{tot})/100$ oder 20 Iterationen erreicht sind.

Das verwendete Programm führt eine volle Fehlerrechnung, basierend auf den statistischen Fehlern, durch. Dabei wird sowohl die begrenzte Zahl der beobachteten Ereignisse N_i^{obs}, als auch die begrenzte Zahl der, für die Bestimmung der Transfermatrix $P(\mathrm{obs} \wedge x_j|y_i)$ zur Verfügung stehenden, Monte-Carlo-Ereignisse berücksichtigt.

Eine Fehlerrechnung, in der die Transfermatrix als exakt bekannt angenommen wird, führt aufgrund der hinreichend groß gewählten Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse zu unbedeutend[7] kleineren Fehlern.

Das Programm wurde gegenüber seiner ursprünglichen Form, in der die Werte N_i^{obs} als poissonverteilt angenommen und entsprechend mit $\sigma N_i^{obs} = \sqrt{N_i^{obs}}$ gerechnet wird, modifiziert: da die N_i^{obs} durch einen Fit an das Signal im Massenspektrum bestimmt werden, wird nicht $\sqrt{N_i^{obs}}$, sondern der von MINOS gelieferte Fehler verwendet.

6.6 Simulation seltener Ereignisse

Die eingeschränkte kinematische Akzeptanz des DCRPh_Ta-Triggerelements ($p_t^2 >$ 0,2 GeV^2) führt wegen der starken $|t|$ ($\approx p_t^2$)-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zu einer geringen Gesamteffizienz des benutzten L1-Subtriggers (S68). Von 10^5 elastischen, bzw. protondissoziativen Monte-Carlo-Ereignissen erfüllen nur etwa $6 \cdot 10^2$ respektive $2{,}8 \cdot 10^3$ Ereignisse die Bedingung

$$\text{S68'} = \text{zVtx\_Cls \&\& Topo\_Mult=2 \&\& DCRPh\_Ta}^{8}\,. \tag{6.27}$$

Für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten $P(\text{obs} \wedge x_i|y_j)$ gemäß

$$P(\text{obs} \wedge x_i|y_j) = \frac{N(\text{obs} \wedge x_i)}{N(y_j)} \tag{6.28}$$

liegen daher nicht genügend Ereignisse $N(\text{obs} \wedge x_i)$ vor.

Um die statistischen Fehlern der Monte-Carlo-Ereignisse vernachlässigbar klein zu halten, wurden daher $7{,}7 \cdot 10^6$ elastische und $2{,}0 \cdot 10^6$ protondissoziative Ereignisse generiert. Für die Simulation und Rekonstruktion dieser Ereignisse werden auf einer modernen Workstation vom Typ IBM PPS Modell 7043 etwa 400 Tage benötigt und 180 GByte Festplattenplatz belegt. Daher war es notwendig, ein Verfahren zu entwickeln, das sowohl den Aufwand an Rechenzeit als auch Festplattenplatz begrenzt.

Selektion auf Generatorniveau

Ziel dieser Selektion ist es, vor der zeitaufwendigen Detektorsimulation und Rekonstruktion, nur solche Ereignisse auszuwählen, bei denen ein Ansprechen des S68 nicht von vornherein ausgeschlossen werden kann. Dazu wurden für beide Kaonen Polarwinkel kleiner 160° gefordert. Zusätzlich wurde gefordert, daß der Transversalimpuls wenigstens eines der Kaonen größer als 300 MeV ist. Die Zahl der zu simulierenden Ereignisse reduziert sich dadurch auf 15% der elastischen und 31% der protondissoziativen Monte-Carlo-Ereignisse.

[7] Einige Prozent, je nach Zahl der Bins.

[8] Es sei darauf hingewiesen, daß die Bedingung S68' Voraussetzung für alle analysierten Ereignisse und somit für jeden betrachtete Bedingung ($\text{obs} \wedge x_i$) ist.

Referenzselektion

Durch die Selektion auf Generatorniveau eignen sich die erzeugten Datensätze nicht, um nach Gleichung 6.28 beliebige Wahrscheinlichkeiten zu bestimmen, da sich $N(y_j)$ wegen der angewandten Schnitte im allgemeinen nicht mehr ermitteln läßt. Daher wurde eine Referenzselektion gewählt, um mit Hilfe der Datensätze $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$ (siehe Abschnitt 6.1.2), die keinen Schnitten auf Generatorniveau unterworfen wurden, beliebige Wahrscheinlichkeiten bestimmen zu können. Die Referenzselektion wurde so gewählt, daß ihr einerseits ausreichend viele Ereignisse der Datensätze $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$ genügen, andererseits möglichst wenige der $1{,}2 \cdot 10^6$ bzw. $6{,}0 \cdot 10^5$ Ereignisse nach der Selektion auf Generatorniveau. Darüber hinaus muß die Referenzselektion eine Teilmenge der Selektion auf Generatorniveau bilden und zudem Voraussetzung für alle beobachten Ereignisse sein.

Als Referenzselektion wurde die Bedingung (zVtx_Cls && DCRPh_Ta) gewählt, die Voraussetzung für S68' ist. Die Ineffizienz der Selektion auf Generatorniveau bezüglich dieser Bedingung beträgt $0{,}5 \pm 0{,}8\%$ (elastisch) bzw. $0{,}7 \pm 0{,}5\%$ (protondiss.). Damit wurden $1{,}43 \cdot 10^5$ und $1{,}58 \cdot 10^5$ der $1{,}2 \cdot 10^6$ bzw. $6{,}0 \cdot 10^5$ Ereignisse nach der Selektion auf Generatorniveau ausgewählt und gespeichert. Diese Datensätze werden im weiteren $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{ref}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$ genannt (Tabelle 6.2).

	$\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$	$\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$	$\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$	$\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{ref}}$
Generierte Ereignisse	99995	99995	$2{,}0 \cdot 10^6$	$7{,}7 \cdot 10^6$
Nach Selektion auf Generatorniveau	—	—	$0{,}60 \cdot 10^6$	$1{,}2 \cdot 10^6$
Die Referenzselektion erfüllend	10436	2449	158414	142670
Die Bedingung S68' erfüllend	2786	613	44823	35766

Tabelle 6.2: Überblick der simulierten Datensätze.

6.6.1 Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten

Für alle beobachteten und damit der Referenzselektion genügenden Auswahlbedingungen $(\mathrm{obs} \wedge x_i)$ lassen sich für die protondissoziativen Ereignisse die Wahrscheinlichkeiten $P(\mathrm{obs} \wedge x_i | y_j)$ gemäß

$$P(\mathrm{obs} \wedge x_i | y_j) = P(\mathrm{obs} \wedge x_i | \mathrm{ref} \wedge y_j) P(\mathrm{ref} | y_j) = \underbrace{\frac{N(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ref} \wedge x_i)}{N(\mathrm{ref} \wedge y_j)}}_{\text{aus } \mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}} \underbrace{\frac{N(\mathrm{ref} \wedge y_j)}{N(y_j)}}_{\text{aus } \mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}} \quad (6.29)$$

bestimmen, für elastische Ereignisse werden entsprechend die Datensätze $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{ref}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$ verwendet. Die Datensätze $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{ref}}$, die nur Ereignisse enthalten, die der Referenzselektion (zVtx_Cls && DCRPh_Ta) genügen, werden dazu benutzt, um die bedingten Wahrscheinlichkeiten $P(\text{obs} \wedge x_i|\text{ref} \wedge y_j)$ zu bestimmen, da sich in den Datensätzen $\text{MC}_{\text{pd}}^{\text{tot}}$ und $\text{MC}_{\text{el}}^{\text{tot}}$ nicht genügend Ereignisse befinden, die die Bedingung $(\text{obs} \wedge \text{x}_\text{i})$ erfüllen. Um die zur Bestimmung der gewünschten Effizienzen $P(\text{obs} \wedge x_i|y_j)$ notwendigen Wahrscheinlichkeiten $P(\text{ref}|y_j)$, die nicht aus den Datensätzen $\text{MC}_{\text{pd}}^{\text{ref}}$ und $\text{MC}_{\text{el}}^{\text{ref}}$ erhalten werden können, zu ermitteln, werden die Datensätze $\text{MC}_{\text{pd}}^{\text{tot}}$ und $\text{MC}_{\text{el}}^{\text{tot}}$ verwendet.

6.7 Bestimmung der integrierten Luminosität

Die integrierte Luminosität wird für jeden Run gemessen (Abschnitt 2.6) und in der H1-Datenbank gespeichert. Die integrierte Luminosität der analysierten Datennahmeperioden ergibt sich, bis auf Korrekturen, als Prescale-gewichtete Summe über alle Runs, die den Selektionsbedingungen genügen:

$$\int \mathcal{L} dt = \sum_i \left(\int \mathcal{L} dt \right)_i \frac{1}{n_i}, \tag{6.30}$$

dabei bezeichnet der Index i alle selektierten Runs und n_i den Prescale-Faktor des Subtriggers S68 im Run i.

6.7.1 Korrekturen der Luminositätsmessung

Die nach Gleichung 6.30 berechnete integrierte Luminosität muß noch korrigiert werden, weil zum einen einzelne Detektorkomponenten auch während eines Runs ausfallen können. Zum anderen tragen die sogenannten „Satellitenbündel" des Protonenstrahls zur gemessenen Luminosität bei während die resultierenden ep-Kollisionen vom Triggerelement zVtx_Cls verworfen werden.

Satellitenbündel

Bei den Satellitenbündeln handelt es sich um Protonen, die sich eine Phase der Hohlraumresonatoren (Frequenz 200 MHz) zu früh bzw. zu spät um den eigentlichen Bunch bewegen ($\Delta t \approx 5$ ns $= 1{,}5$ m), dadurch erscheinen Kollisionen der Strahlelektronen mit Protonen der Satelliten um ca. 70 cm gegenüber dem nominellen Wechselwirkungspunkt verschoben (aufgrund der gegenläufigen Bewegung von Elektronenstrahl und Protonenstrahl gilt $\Delta x = \frac{\Delta t}{2}$). Das Verhältnis der Satellitenbündel zu den Hauptbündeln ist von HERA-Füllung zu HERA-Füllung unterschiedlich, die exakten Korrekturen werden nach der Datennahme bestimmt und in der H1-Datenbank gespeichert, so daß sie der Analyse zur Verfügung stehen. Die Korrektur aufgrund der Satellitenbündel beträgt typischerweise 5%.

Hochspannung

Die Hochspannung der Spurkammern kann während eines Runs zeitweise ausfallen. Sofern der Effekt nur kurzzeitig auftritt und die Kammern automatisch wieder auf

Sollspannung gebracht werden können wird der Run nicht gestoppt. Um den Effizienzverlust in der Analyse korrekt behandeln zu können, wird der Status der Hochspannung (und weiterer Detektorkomponenten, die kurzzeitig ausfallen können) in regelmäßigen Zeitabständen gespeichert. Daraus läßt sich später ermitteln, welcher Anteil des Runs aufgrund von Ineffizienzen der wesentlichen Detektorkomponenten keine Daten geliefert hat. Welche Detektorkomponenten wesentlich sind, hängt von den gewählten Triggern und der Analyse ab (hier: Zentrale Spurkammern, SpaCal, LAr-Kalorimeter, Proton-Remnant-Tagger, Vorwärtsmyonspektrometer und Luminositätssystem).

6.8 Statistische Fehler der Effizienzbestimmung

Effizienzen werden durch Beobachtung von k aus insgesamt n Ereignissen bestimmt. Die beobachteten Ereigniszahlen sind gemäß der Binominialverteilung $B(k, n, p)$ zufallsverteilt, der unbekannte Parameter p ist die zu ermittelnde Effizienz. Aus der Beobachtung von k und n wird eine Schätzung $\tilde{p}(k, n)$ für p gewonnen. Es stellt sich die Frage nach der Unsicherheit $\sigma(\tilde{p})$ dieser Schätzung.

Der Ansatz, p durch die relative Häufigkeit zu schätzen ($\tilde{p} = k/n$) und die Unsicherheit dieser Schätzung als Standardabweichung einer Binominialverteilung zur Wahrscheinlichkeit $\tilde{p}$ gemäß

$$\sigma(\tilde{p}) = \sqrt{\frac{\tilde{p} - (1 - \tilde{p})}{n}} \tag{6.31}$$

zu betrachten, liefert bei kleinen Stichproben keine zuverlässigen Fehler. Insbesondere verschwindet $\sigma(\tilde{p})$ wenn $k = n$.

Unter der Bayes'schen Annahme, daß a priori alle Werte für p gleich wahrscheinlich sind, läßt sich die Unsicherheit einer Schätzung $\tilde{p}$ als Wurzel der Varianz

$$\sigma^2(\tilde{p}) = \mathcal{E}(\tilde{p} - p)^2 = \int_0^1 (\tilde{p} - p)^2 f(p|k, n)\, dp \tag{6.32}$$

angeben, wobei $\mathcal{E}$ den Erwartungswert bezeichnet. Bei $f(p|k, n)$ handelt es sich um die Dichte der bedingten Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen von p bei Beobachtung von k aus n. Aus dem Satz von Bayes und der Identität

$$\int_0^1 p^a (1 - p)^b\, dp = \frac{a!\, b!}{(a + b + 1)!}\,, \tag{6.33}$$

die sich durch iterierte partielle Integration ergibt, erhält man

$$f(p|k, n) = \frac{P(k \text{ aus } n|p)}{\int_0^1 P(k \text{ aus } n|p')\, dp'} = \frac{(n + k)!}{k!(n - k)!} p^k (1 - p)^{n-k}\,. \tag{6.34}$$

Die Unsicherheit nach Gleichung 6.32 wird minimal, wenn $\tilde{p} = (k + 1)/(n + 2) = \mathcal{E}(p|k \text{ aus } n)$. Diese auf Laplace zurückgehende Schätzung ist zwar konsistent, jedoch nicht erwartungstreu [125, 126].

In dieser Arbeit wird die relative Häufigkeit $\tilde{p} = k/n$ als Schätzung verwendet, diese ist erwartungstreu. Die Unsicherheit dieser Schätzung ergibt sich nach Gleichung 6.32 und Gleichung 6.34 zu

$$\sigma = \sqrt{\frac{k^2}{n^2} - 2\frac{k(k+1)}{n(n+2)} + \frac{(k+1)(k+2)}{(n+2)(n+3)}}. \tag{6.35}$$

Für große Stichproben geht Gleichung 6.35 in den einfachen Ausdruck der Gleichung 6.31 über.

Kapitel 7

Analyse der Daten

7.1 Selektion diffraktiv produzierter ϕ-Mesonen

Ziel der Selektion ist es, einen reinen und wohlverstandenen Datensatz der Reaktion $\phi \to K^+K^-$ bei hinreichend großer Statistik auszuwählen, so daß die Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der beobachteten Ereignisse zur Reaktion $ep \to e\phi Y$ möglichst genau bestimmt werden können. Die Effizienz der Selektion soll aus Gründen der Statistik möglichst hoch sein und muß anhand der Daten oder der Monte-Carlo-Simulation bestimmbar sein.

7.1.1 Vorselektion

In der Vorselektion wurden alle von H1 aufgezeichneten Ereignisse der Jahre 1996–1999 bearbeitet. Dabei wurden alle Ereignisklassen ausgewählt, die für die Analyse bedeutsam sind. Dazu gehören nicht nur die photoproduzierten ϕ-Mesonen mit Protondissoziation, sondern auch die elastischen Ereignisse und die Ereignisse der Elektroproduktion, um die Analyseschnitte und die Monte-Carlo-Simulation kontrollieren zu können.

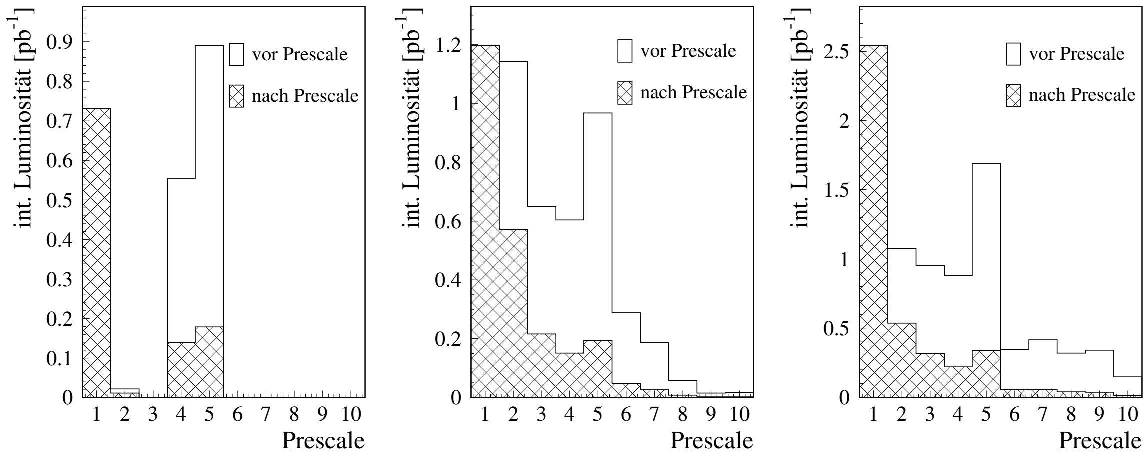
Die Vorselektion beruht auf dem in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen Algorithmus PHITAG. Sie besteht in den betrachteten Datennahmeperioden aus folgenden Bedingungen:

1996 (FPACK 10 || 11 || 18) && PHITAG
1997 (FPACK 10 || 11 || 18) && PHITAG
1998 PHITAG
1999 (FPACK 13 || 20 || 27) && PHITAG.

Die Forderung nach FPACK-Klassen dient dabei lediglich der Beschleunigung des Datenzugriffs. Zur Evaluierung der PHITAG Bedingung wurde der Algorithmus „offline“ berechnet.

7.1.2 Run-Selektion

Für die analysierten Runs wurde gefordert, daß H1 unter standardgemäßen Luminositätsbedingungen operierte (d.h. keine Minimum-Bias- oder Transparent-Runs) und daß die Triggerstufen L1, L2NN und L4 einwandfrei funktionierten. Der Run-Bereich der analysierten Daten beginnt mit der Inbetriebnahme der Subtriggerkombination aus L1-S68 und L2NN-TB1 (FF32) im Jahr 1996 (Run 236646) und erstreckt sich bis zum Ende der 1999er Datennahme (Run 259461).



(a) 1996 (b) 1999e^- (c) 1999e^+

Abbildung 7.1: Verteilung der Prescale-Faktoren des L1-Subtriggers S68 in den drei analysierten Datennahmeperioden. Die offenen Histogramme zeigen die gesamte Luminosität für jeden Prescale-Faktor. Die schraffierten Histogramme zeigen die zur Verfügung stehende Luminosität nach Anwendung des Prescales. In Abbildung (b) und (c) erkennt man den Einfluß des Autoprescale-Verfahrens, das den Prescale-Faktor je nach Rate festlegt, so daß im Prinzip jeder Wert möglich ist, während in Abbildung (a) aufgrund des phasenabhängigen[1] Prescale-Verfahrens praktisch nur die Werte eins (Phase 4), vier (Phase 3) und fünf (Phase 2) vorkommen. Die dargestellten integrierten Luminositäten enthalten noch nicht die in Abschnitt 6.7.1 besprochenen Korrekturen.

Der Run-Bereich von 1997 bis 7. März 1999 wurde ausgeschlossen, da in dieser Zeit kein L4-Finder für ϕ-Mesonen aktiv und somit die L4-Effizienz für die photoproduzierten Ereignisse stark[2] reduziert war. Weiterhin wurde der Run-Bereich ausgeschlossen, in dem die Netze FF53 und FF54 auf TB1 aktiv waren, da beide Netze nur kurze Zeit im Einsatz waren, bevor sie durch verbesserte Netze ersetzt werden konnten.

[1] Jedem Run wird eine „Phase“ zugewiesen, dabei signalisiert Phase 4 niedrige Strahlströme und Untergrundraten und somit niedrige Prescale-Faktoren. Zu Beginn einer HERA-Füllung (Phase 1) sind die Untergrundraten so hoch, daß die Spurkammern nicht eingeschaltet werden können.

[2] Der von Q^2 abhängige Prescale-Faktor auf L4 (siehe Abschnitt 3.2.4) lag 1997 für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen effektiv bei 10.

	1996	1999e^-	1999e^+	gesamt
Netz auf TB1	FF32	FF32	FF59	FF32, FF59
Zahl der Runs	489	676	998	2163
Gesamte Dauer [s]	$0{,}86 \cdot 10^6$	$1{,}72 \cdot 10^6$	$2{,}57 \cdot 10^6$	$5{,}16 \cdot 10^6$
Totzeit	14%	8%	8%	9%
$\int\mathcal{L}\,dt$ geliefert [pb^{-1}]	2,3	5,1	8,9	16,3
Prescale effektiv	2,1	2,1	1,6	1,8
$\int\mathcal{L}\,dt$ genutzt [pb^{-1}]	1,02	2,30	4,11	7,43

Tabelle 7.1: Übersicht der analysierten Datennahmeperioden.

7.1.3 Auswahl von Photoproduktion

Die vorgestellte Analyse verfolgt das Ziel, die Reaktion $\gamma p \to \phi Y$ zu messen. Dazu werden zunächst die zur Auswahl der Photoproduktionsereignisse benutzten Schnitte beschrieben.

Photoproduktions-Trigger
Um einen klar definierten Datensatz zu erhalten und somit die Triggereffizienz berechnen zu können, wird für die Auswahl von Photoproduktionsereignissen S68 && TB1 && PHITAG gefordert.

Photoproduktions-Schnitt
Um die Ereignisse der Photoproduktion, d.h. $Q^2 \approx 0$ auszuwählen, wird $E_{SpaCal} < 1$ GeV und $E_{SpaCal,max} < 0{,}5$ GeV gefordert. Diese Bedingung schränkt Q^2 auf Werte unterhalb etwa 1 GeV^2 ein (Abbildung 7.2). Da der Wirkungsquerschnitts mit Q^2 steil abfällt, liegt der Median der beobachteten Ereignisse gemäß der Monte-Carlo-Simulation bei $2 \cdot 10^{-5}$ GeV^2, der Mittelwert bei 0,05 GeV^2.

LAr_IF-Sicherheitsschnitt
Da das Niederenergieverhalten des LAr-Triggers nicht hinreichend genau simuliert wird, um die Effizienz des vom S68 verwendeten Vetos LAr_IF=0 aus der Simulation zu ermitteln, wird in der Analyse $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV gefordert. Da die Schwelle für LAr_IF> 0 bei etwa 2 GeV liegt [127] ist diese Bedingung härter als LAr_IF=0.

Die Simulation des LAr-Kalorimeters ist im Bereich niedriger Energien deutlich genauer als die des LAr-Triggers, die Bedingung $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV entsprechend zuverlässiger. Es wird daher auf die Simulation von LAr_IF=0 verzichtet. Die Bedingung $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV führt zu einem Effizienzverlust für $M_Y > 2{,}5$ GeV und einer Beschränkung der beobachtbaren Ereignisse auf $M_Y < 10$ GeV (Abbildung 7.11).

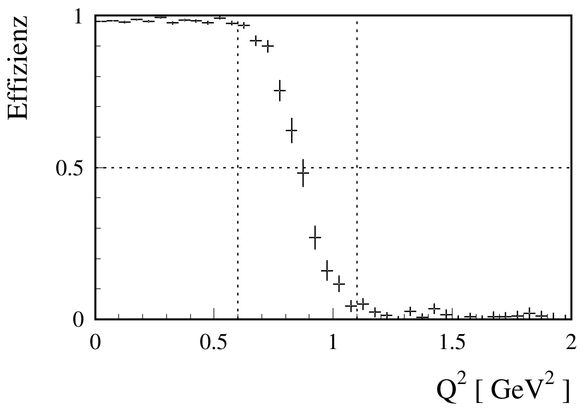


Abbildung 7.2: Akzeptanzschwelle des SpaCal bezüglich Q^2. Anhand der Simulation MC^{ref}_{pd} ist die Effizienz des Photoproduktions-Schnitts (siehe Text) als Funktion des generierten Q^2 dargestellt. Da die Effizienz zwischen 0,6 und 1,1 GeV^2 praktisch von 100% auf 0% abfällt, kann das SpaCal als Blende benutzt werden, um Photoproduktionsereignisse auszuwählen.

7.1.4 Analyseschnitte zur Selektion der Reaktion $\phi \to K^+K^-$

Um die Reaktion $\phi \to K^+K^-$ von Untergrund (z.B. $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$) zu trennen, werden folgende Schnitte benutzt:

dE/dx-Schnitt

Der dE/dx-Schnitt dient dazu, Ereignisse zu verwerfen, bei denen eines der Teilchen kein Kaon ($LN_K < 2\%$) ist (siehe Abb, 6.11).

$E_{LAr,max} < 1{,}5$ GeV

Um auch das Vorhandensein ungeladener Teilchen (γ, π^0) zu unterdrücken, wird gefordert, daß im LAr-Kalorimeter keine wesentliche Energiedeposition außer denen der Kaonen existiert.

$N_{Spur} = 2$

Als weitere Bedingung gegen Untergrund wird gefordert, daß außer den beiden selektierten Spuren keine weiteren geladenen Teilchen im Detektor nachweisbar sind. Die Bedingung $N_{Spur} = 2$ besagt, daß im gesamten Akzeptanzbereich ($\theta \in [5°; 168°]$) des Spurkammersystems nur zwei vertexgefittete Spuren mit einer Mindestlänge von 10 cm bzw. 5 cm für $\theta > 150°$ existieren. Der minimale Öffnungswinkel von 5° für Spuren aus der Protondissoziation führt zu einem Effizienzverlust für $M_Y \gtrsim 8$ GeV (Abbildung 7.11c).

7.1.5 Vorwärtsaktivität

Zur Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen werden die Vorwärtsdetektoren benutzt. Zunächst wird die Vorwärtsaktivität nachgewiesen, die Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen erfolgt durch die Entfaltung (Abschnitt 7.4).

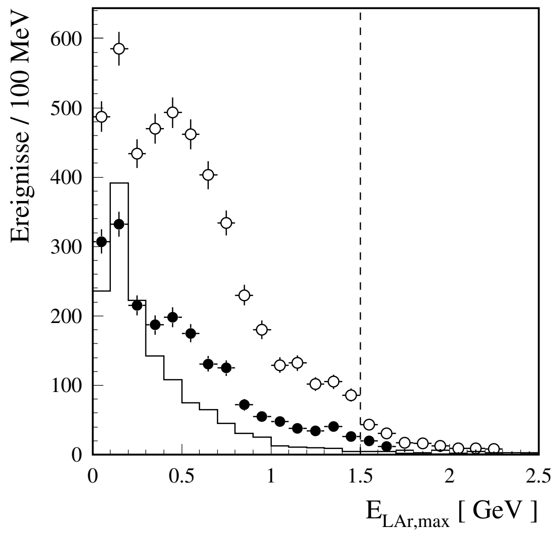


Abbildung 7.3: Maximale Energie eines LAr-Clusters, der nicht mit einer Kaonspur assoziiert wurde ($E_{LAr,max}$). Der Überschuß der Daten (gefüllte Kreise) bei $E_{LAr,max} > 0{,}2$ GeV gegenüber der Simulation (Histogramm) wird durch Untergrund verursacht. Die Verteilungen erlauben keinen effizienten Schnitt gegen Untergrund, ohne erhebliche Verluste der Physikeffizienz. Es wurde ein weicher Schnitt bei $E_{LAr,max} < 1{,}5$ GeV gewählt. Die Physikeffizienz beträgt gemäß der Simulation 99%, in Übereinstimmung mit einer Kontrolle anhand der Daten, die keine nachweisbaren Verluste ergab. Das Histogramm ist auf die ersten beiden Bins der Daten normiert. Die offenen Kreise zeigen Daten ohne Anwendung des *dE/dx*-Schnitts.

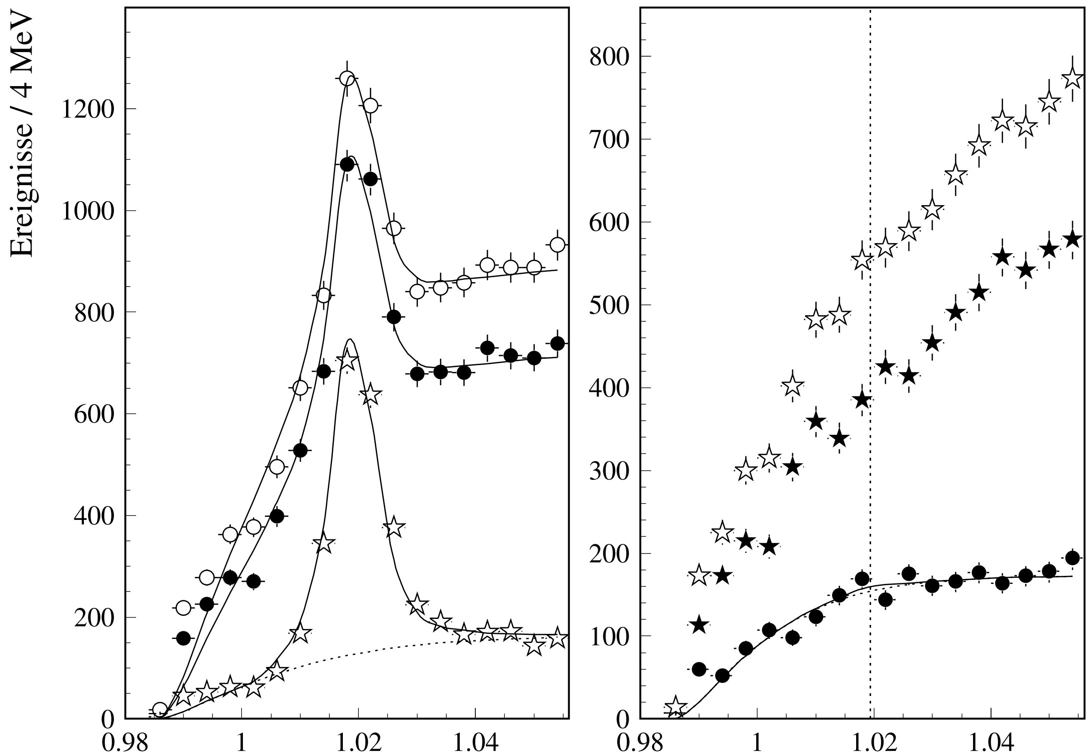


Abbildung 7.4: $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilungen zur Verdeutlichung der Untergrundunterdrückung der Analyseschnitte. Links sind die Ereignisse nach Run-Selektion und Auswahl von Photoproduktion mit Vorwärtsaktivität dargestellt. Die offene Kreise symbolisieren Ereignisse bei denen keine weiteren Schnitte gefordert wurden, die gefüllten Kreise beinhalten die Schnitte $N_{Spur} = 2$ und $E_{LAr,max} < 1{,}5$ GeV, die offenen Sterne zusätzlich den *dE/dx*-Schnitt. Rechts sind die Verteilungen der durch die Analyseschnitte verworfenen Ereignisse dargestellt. Die gefüllten Kreise zeigen Ereignisse, die durch $N_{Spur} = 2$ und $E_{LAr,max} < 1{,}5$ GeV verworfen wurden, die offenen Sterne die zusätzliche Forderung des *dE/dx*-Schnitts, die gefüllten Sterne die alleinige Anwendung des *dE/dx*-Schnitts. Die verworfenen Ereignisse lassen kein Signal erkennen. Die Effizienz der Analyseschnitte ist somit praktisch 100%.

Folgende Bedingung für den Nachweis von Vorwärtsaktivität wurden gewählt:

KFMP012 $\geq$ 2
Mindestens zwei Trefferpaare in den inneren drei Modulen des Vorwärtsmyonspektrometers. Ein Trefferpaar ist noch mit Rauschen verträglich. Die äußeren Module werden nicht benutzt, da das Rauschniveau aufgrund der Synchrotronstrahlung zu hoch ist.

PRT012
Ein Signal in mindestens einem der Kanäle 0, 1 oder 2 des Proton-Remnant-Taggers. Die restlichen Kanäle waren im betrachteten Zeitraum nicht hinreichend effizient und wurden von der Monte-Carlo-Simulation nicht korrekt beschrieben. Diese Einschränkung trifft in der Datennahmeperiode 1999e^+ nicht auf die Kanäle 4, 5 und 6 zu. Die Analyse wurde daher mit 1999e^+-Daten und der Bedingung PRT012456 wiederholt. Die Abweichungen der Resultate waren kleiner als die statistischen Fehler.

$E_{LAR\_IF} > 0{,}75$ GeV
Die gesamte Energie im vorderen Teil des LAr-Kalorimeters soll größer als 0,75 GeV sein.

Ein Ereignis gilt als vorwärtsaktiv, wenn zumindest eine der drei obigen Bedingungen erfüllt ist:

Vorwärtsaktivitäts-Schnitt
Die Bedingung für Vorwärtsaktivität lautet:

$$\text{KFMP012} \geq 2 \;||\; \text{PRT012} \;||\; E_{LAR\_IF} > 0{,}75 \text{ GeV}\,.$$

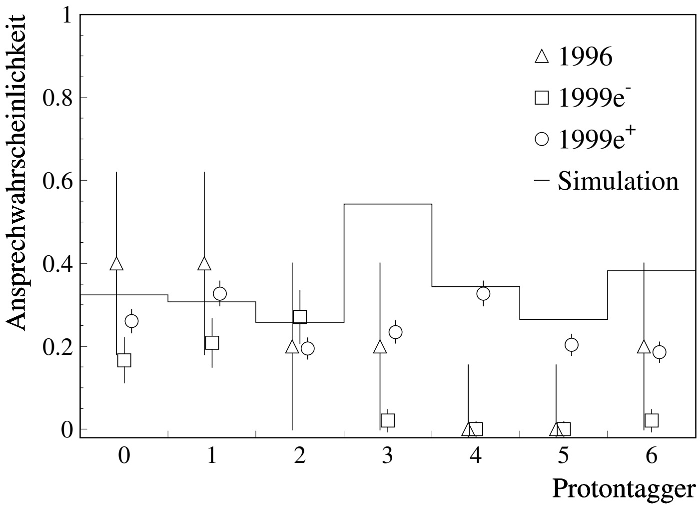


Abbildung 7.5: Ansprechverhalten der Kanäle des Proton-Remnant-Taggers. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit, ein Signal im Kanal i zu finden, unter der Voraussetzung, daß sowohl $E_{LAR\_IF} > 0{,}75$ GeV als auch KFMP012 $\geq$ 2. Nur in den Kanälen 0, 1 und 2 ist die Übereinstimmung mit allen Daten akzeptabel. Es wurde die Simulation $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$ verwendet.

7.2 Verteilungen der selektierten Ereignisse

Zur Kontrolle der Ereignisselektion, werden die Verteilungen der kinematischen Größen der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. In Abbildung 7.6 und Abbildung 7.7 sind die Verteilungen bezüglich der Azimutalwinkel und Impulse der Kaonen bzw. ϕ-Mesonen der selektierten Ereignisse dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation.

Die Wichtigkeit der Untergrundsubtraktion wird durch die Abbildung 7.8 ver-

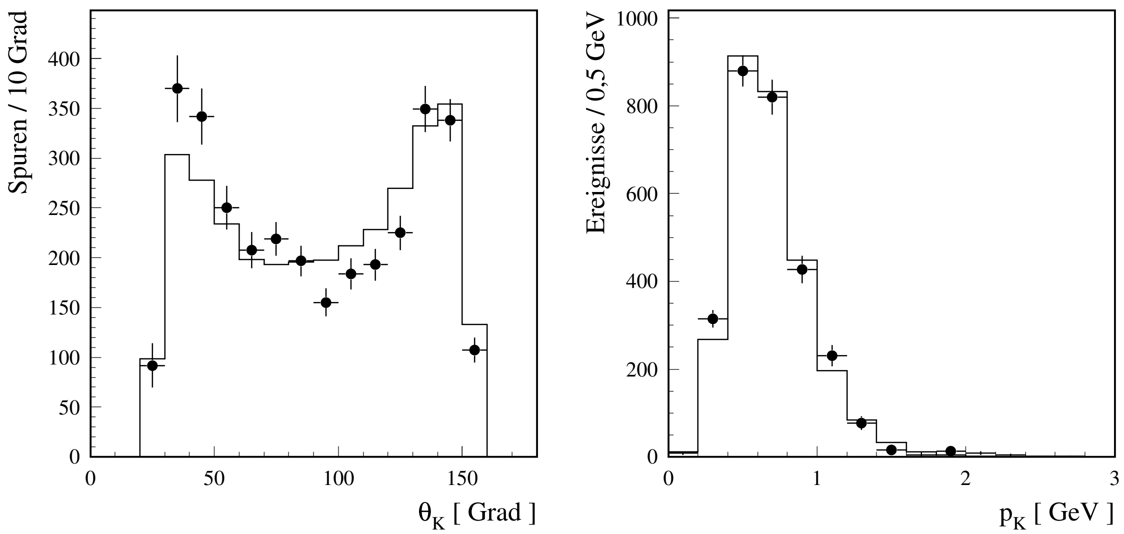


Abbildung 7.6: Polarwinkel und Impulse der Kaonen der selektierten Ereignisse (gefüllte Kreise) im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation (Histogramm, normiert auf die Daten).

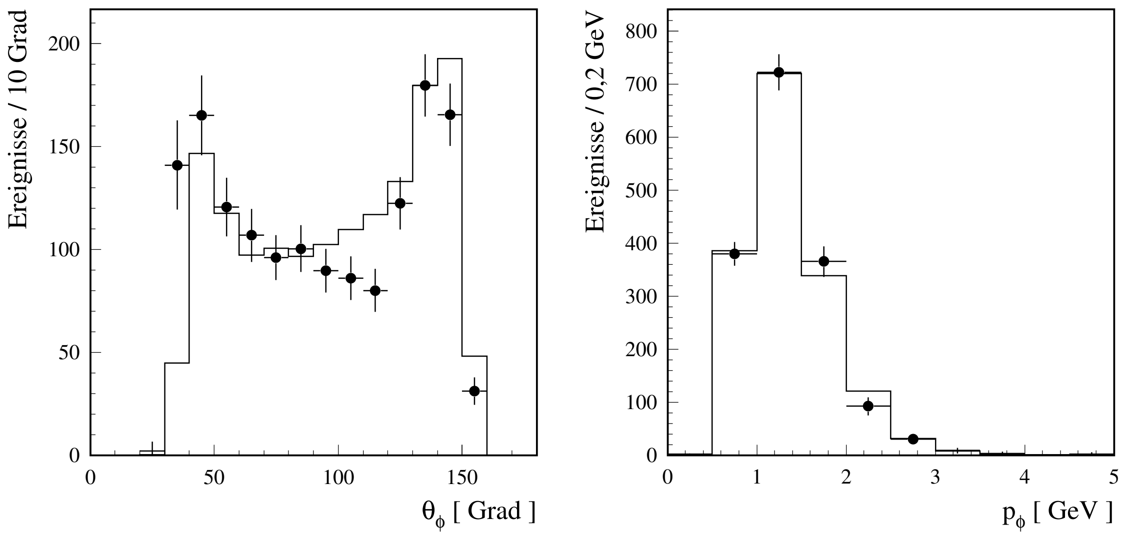
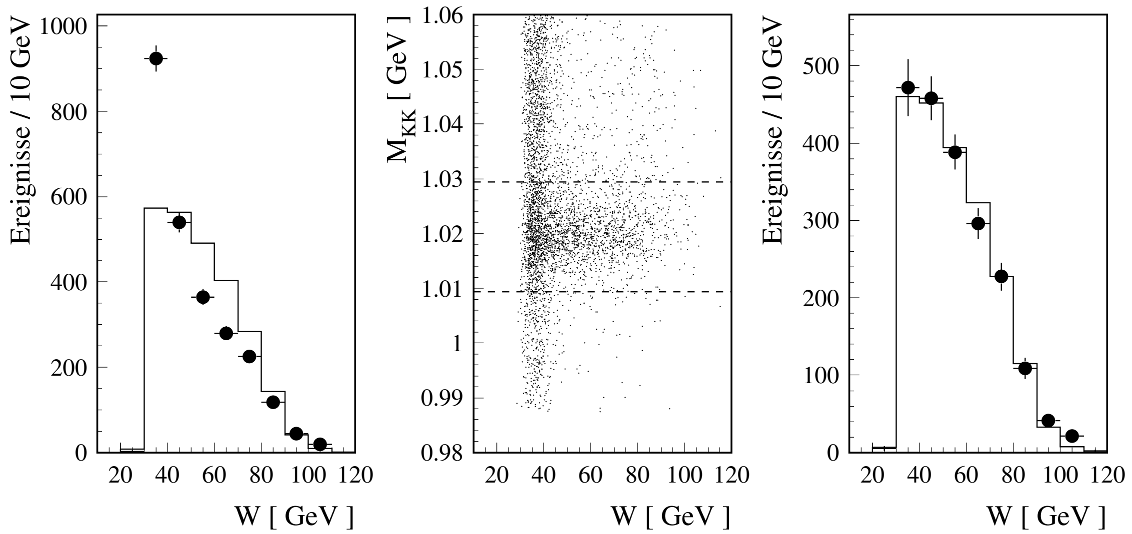


Abbildung 7.7: Rekonstruierte Polarwinkel und Impulse der ϕ-Mesonen der selektierten Ereignisse (gefüllte Kreise) im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation (Histogramm, normiert auf die Daten).



(a) (b) (c)

Abbildung 7.8: Beobachteter Bereich der Schwerpunktsenergie W. (a): Vergleich zwischen Ereignissen nach allen Analyseschnitten innerhalb eines Massenfensters $|M_{K^+K^-} - m_\phi| < 10$ MeV (gefüllte Kreise) und der Simulation (Histogramm, normiert auf die Daten). Der Überschuß der Daten für $W \in [30\ \text{GeV}; 40\ \text{GeV}]$ wird durch Untergrundereignisse verursacht. Dies geht aus (b) hervor: dargestellt sind alle Ereignisse nach Analyseschnitten. Die eingezeichneten Linien verdeutlichen das in (a) verwendete Massenfenster. Erst nach der Untergrundsubtraktion durch die Fits an die $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilungen der dargestellten W-Bins können Daten und Simulation verglichen werden (c).

deutlicht: aufgrund des großen Untergrundanteils bei kleinen Schwerpunktsenergien W weicht die Verteilung der selektierten Ereignisse ohne Untergrundsubtraktion deutlich von der Simulation ab, während sich durch die Untergrundsubtraktion gute Übereinstimmung ergibt.

7.3 Triggereffizienz

Wie in Abbildung 7.4 gezeigt, liegt die Effizienz der Analyseschnitte nahe 100%. Die wesentlichen Verluste gehen auf die Akzeptanz der CJC und die Triggereffizienz zurück. Daher ist es von besonderer Bedeutung, daß diese Verluste durch die Monte-Carlo-Simulation korrekt beschrieben werden. Die Simulation der Triggereffizienz wird dazu anhand der Daten unabhängiger Trigger überprüft.

7.3.1 Auswahl von Elektroproduktion zur Kontrolle

Da es für die untersuchten Ereignisse der Photoproduktion keinen von S68 und TB1 unabhängigen Trigger ausreichender Effizienz gab, um die Triggereffizienzen differentiell prüfen zu können, wurden Ereignisse der Elektroproduktion selektiert.

Elektroproduktions-Trigger
Es wurden vom S68 unabhängige SpaCal-Trigger ausgewählt. Für 1999 waren dies S0, S2, S4, S61 (siehe Abschnitt 5.4.2).

Elektroproduktions-Schnitt
Zur Selektion von Elektroproduktion wurde $E_{SpaCal,max} > 13{,}5$ GeV gefordert.

7.3.2 Effizienz des „S68"

Zur Kontrolle der Simulation der S68-Effizienz werden die Triggerelemente des S68 einzeln untersucht. Dabei zeigt sich, daß die Effizienzen als Funktion von p_t^2 der ϕ-Mesonen für alle Ereignisklassen (Elektro- und Photoproduktion, protondissoziativ und elastisch, mit und ohne Vorwärtsaktivität) übereinstimmen. Somit ist p_t^2 die wesentliche Größe, um die Effizienzen zu charakterisieren.

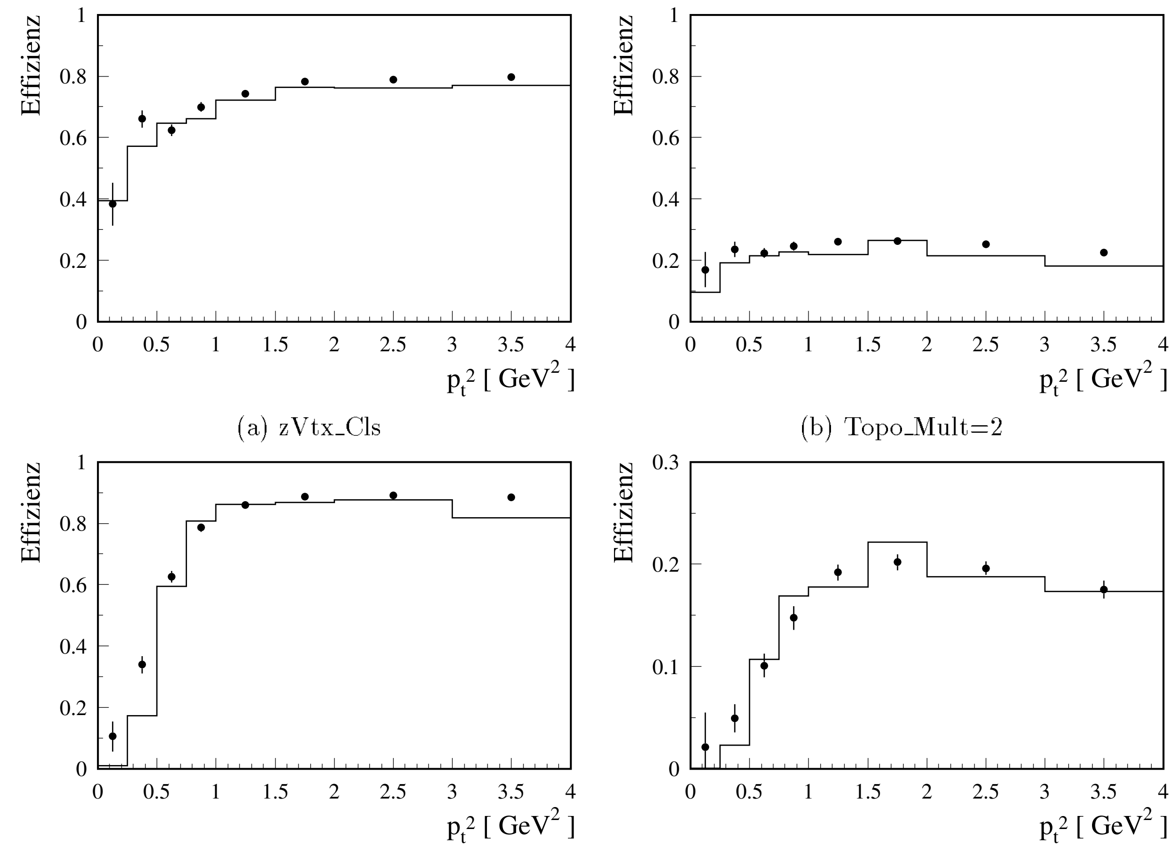
zVtx_Cls
Die Effizienz als Funktion von p_t^2 ist in Abbildung 7.9a dargestellt. Der Effizienzverlust bei kleinen p_t^2 wird durch die Ineffizienz des z-Vertex-Triggers für Spuren mit kleinen Transversalimpulsen ($p_t \approx 170$ MeV) hervorgerufen.

Topo_Mult=2
Da das Triggerelement Topo_Mult=2 ebenfalls vom z-Vertex-Trigger gebildet wird, zeigt sich wiederum ein Effizienzverlust bei kleinen p_t^2 (Abbildung 7.9b). Die insgesamt niedrige Effizienz von Topo_Mult=2 beruht darauf, daß Zweispurereignisse auch zu Topo_Mult=1 und Topo_Mult=0 führen können. Dies wird in Abbildung 7.10 anhand von Elektroproduktionsereignissen und den Simulationen für protondissoziative und elastische Ereignisse verdeutlicht.

Die Unterschiede der Verteilungen der protondissoziativen und elastischen Simulation sowie der vom SpaCal getriggerten Detektorereignisse, sind eine Folge der unterschiedlichen p_t-Spektren: für die elastischen Ereignisse ist das p_t-Spektrum am „weichsten". Der Anteil der Ereignisse, bei denen kein Zerfallskaonen über genügend Transversalimpuls verfügt, um einen Eintrag in die topologische Karte zu bewirken, ist mit 36% deutlich größer als bei den protondissoziativen Ereignissen, die ein „härteres" p_t-Spektrum aufweisen. Das p_t-Spektrum der Ereignisse der Elektroproduktion ist nochmals erheblich „härter" (p_t^2 bis 60 GeV^2), so daß bei nur 5% der Ereignisse Topo_Mult=0 gilt.

DCRPh_Ta
Die Forderung nach mindestens einer DCRPhi-Maske bestimmt aufgrund des minimal für die Aktivierung einer Maske notwendigen Transversalimpulses von $p_t \approx 400$ MeV die p_t^2-Abhängigkeit der S68-Effizienz.

Die aus der Simulation bestimmten Effizienzen wurden anhand von Daten überprüft (siehe Abbildung 7.9d). Wie aus Abbildung 7.9 hervorgeht, werden die wesentlichen



(a) zVtx_Cls
(b) Topo_Mult=2
(c) DCRPh_Ta
(d) S68'

Abbildung 7.9: Effizienzen der wesentlichen Triggerelemente des S68 als Funktion von p_t^2 des ϕ-Mesons. Bei den Datenpunkten handelt es sich um vom SpaCal und somit unabhängig von S68 getriggerte Ereignisse. Die Linie basiert auf Monte-Carlo-Ereignissen. Die in (a), (b) und (c) dargestellten Triggerelemente bestimmen das Verhalten des S68, sie werden gut simuliert. Die Kombination der drei Triggerelemente ist in (d) dargestellt. Die beiden als Veto gegen nicht diffraktive Ereignisse verwendeten Triggerelemente LAR_IF=0 und FwdMu_Fwd_Vtx=0, werden unzulänglich simuliert und gesondert behandelt.

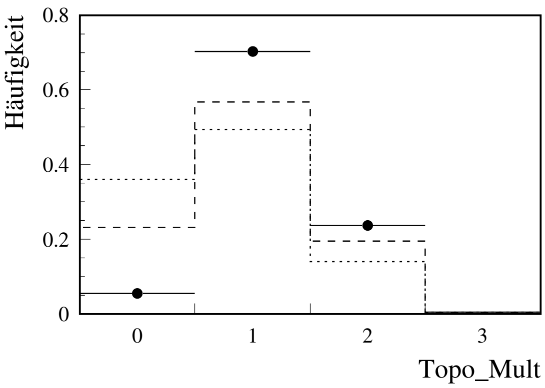
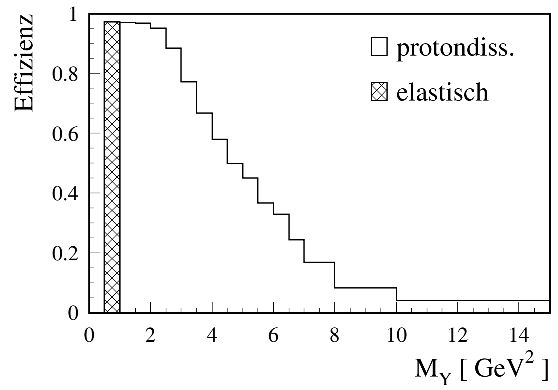
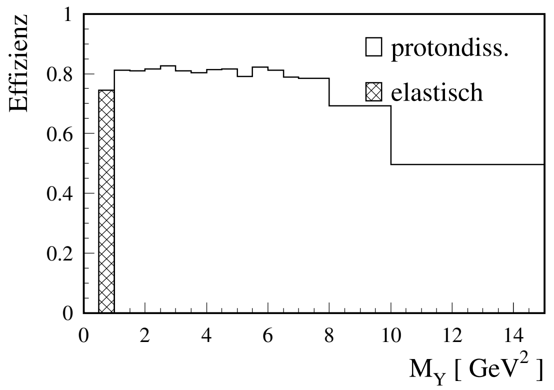


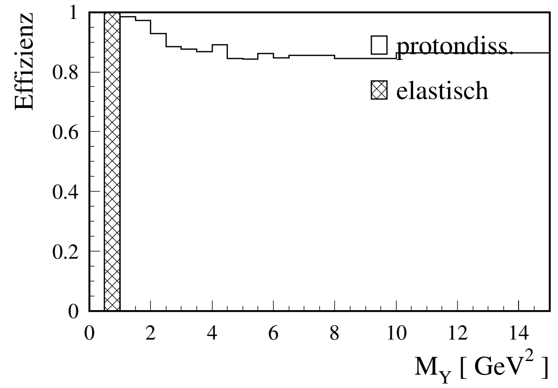
Abbildung 7.10: Effizienzen unterschiedlicher Multiplizitäten des Topo_Mult Triggerelements. Die gepunktete Linie zeigt die elastische, die gestrichelte Linie die protondissoziative Simulation, die Punkte zeigen Daten der Elektroproduktion. Für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse wurden die üblichen Qualitätsschnitte gefordert, für die Daten wurde zusätzlich gefordert, daß die Ereignisse vom SpaCal, also unabhängig von den S68-Bedingungen, getriggert wurden.



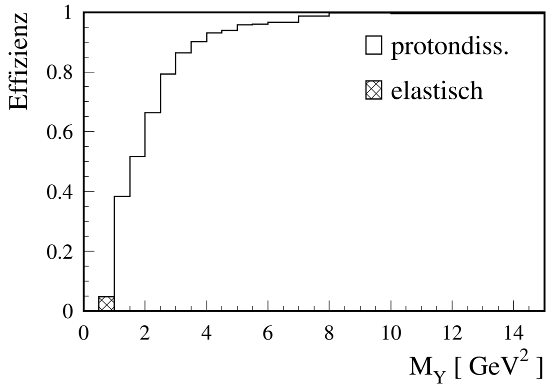
(a) $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV



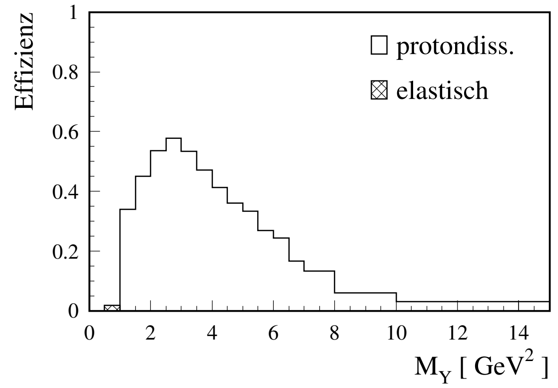
(b) $N_{Spur} = 2$



(c) FwdMu_Fwd_Vtx=0



(d) Vorwärtsaktivität



(e) Kombiniert

Abbildung 7.11: Effizienz als Funktion von M_Y. Die Effizienzen wurden anhand der Simulation $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$ bestimmt. Dabei ist in der elastischen Simulation $M_Y = m_p = 0{,}938$ GeV, während in der protondissoziativen Simulation $M_Y \geq m_p + m_\pi^0 = 1{,}073$ GeV. Der LAr_IF-Sicherheitsschnitt $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV (a) führt zur völligen Ineffizienz für $M_Y > 10$ GeV und dominiert die Ineffizienz für große M_Y. Die Einflüsse des Vetos gegen zusätzliche Spuren (b) sowie des Triggerelements FwdMu_Fwd_Vtx=0 (c) spielen eine untergeordnete Rolle. Die Effizienz der Forderung nach Vorwärtsaktivität (d) steigt erwartungsgemäß mit M_Y. Der Anteil der elastischen Ereignisse mit Vorwärtsaktivität ist sehr gering. Abbildung (e) zeigt die aus (a)–(d) resultierende Effizienz.

Triggerelemente des Subtriggers S68 gut simuliert. Die Kombination dieser Triggerelemente wird (wie in Kapitel 6 eingeführt) als S68' bezeichnet.
Die weiteren Triggerelemente des S68 werden in der Simulation gesondert behandelt:

FwdMu_Fwd_Vtx=0
zeigt in den Daten eine zeitabhängige Effizienz (Abbildung 7.12). Das beobachtete Verhalten wird als zunehmende Ineffizienz des Triggerelements FwdMu_Fwd_Vtx interpretiert, die deutlich größer ist, als in der Simulation angenommen. Die angewandten Korrekturen werden in Abschnitt 7.4.1 beschrieben.

Da auch bei protondissoziativen Ereignissen Spuren im Vorwärtsbereich auftreten können, führt die Bedingung FwdMu_Fwd_Vtx=0 zu einer leichten Ineffizienz (Abbildung 7.11c).

LAr_IF=0
Anstelle das Triggerelement LAr_IF=0 zu simulieren, wurde der LAr_IF-Sicherheitsschnitt (Abschnitt 7.1.3) gefordert. Dieser schränkt den beobachtbaren kinematischen Bereich auf Massen M_Y des dissoziierten Protons von weniger als 10 GeV ein (Abbildung 7.11a).

7.3.3 Effizienz der Netze „FF32“ und „FF59“

Wie in Abschnitt 5.2.1 und 5.2.3 bereits erwähnt, beträgt die Effizienz des Netzes FF32 für protondissoziative Ereignisse 48% und für elastische Ereignisse 40%, die Effizienz des Netzes FF59 liegt bei 98% bzw. 95%. Die Unterschiede der Effizienz elastischer und protondissoziativer Ereignisse läßt sich auf die unterschiedlichen p_t^2-Spektren der Ereignisklassen zurückführen. In Abbildung 7.13 ist die Effizienz beider Netze als Funktion von p_t^2 dargestellt.

7.3.4 Effizienz des L4-Finders „PHITAG“

Der L4-Finder PHITAG wurde anhand der simulierten Datensätze $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{tot}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$, sowie 1996er Photoproduktions- und 1997er Elektroproduktionsereignissen entwickelt und getestet. Die Selektion der 1996er und 1997er Testdaten beruht auf der Auswahl von Ereignissen mit mindestens zwei vertexgefitteten Spuren unterschiedlicher Ladung im zentralen Spurkammersystem. Eine entsprechende Ereignisklassifikation wurde bis einschließlich 1997 auf L5 durchgeführt (L5-Klasse 18). Für weitere Studien wurden auch die L5-Klassen 10 und 11 selektiert. Da dies eine gegenüber PHITAG weichere Bedingung darstellt, konnten die durch PHITAG verursachten Verluste studiert und minimiert werden.

Da der Algorithmus lediglich die Minimalforderungen der Analyse des Prozesses $\phi \to K^+K^-$ im Akzeptanzbereich der CJC erhebt, entsteht durch PHITAG gegenüber einer L4-transparent Bedingung nur eine unerhebliche Ineffizienz im Bereich von 1–2%.

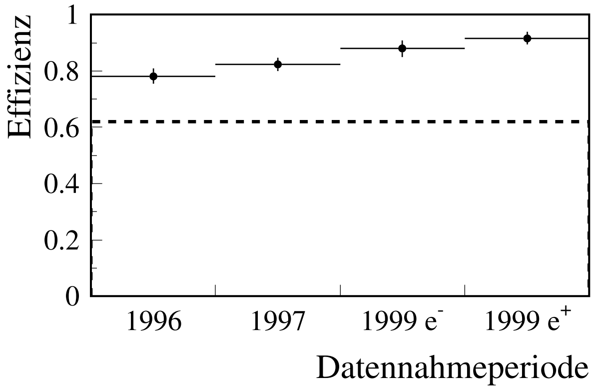


Abbildung 7.12: Effizienz der Bedingung FwdMu_Fwd_Vtx=0. Es zeigt sich eine mit den Jahren zunehmende Effizienz für protondissoziative Ereignisse. Die gestrichelte Linie zeigt die Vorhersage der Simulation $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$. Bei den Daten handelt es sich um Elektroproduktion, wobei 1998 mangels Statistik nicht dargestellt wurde.

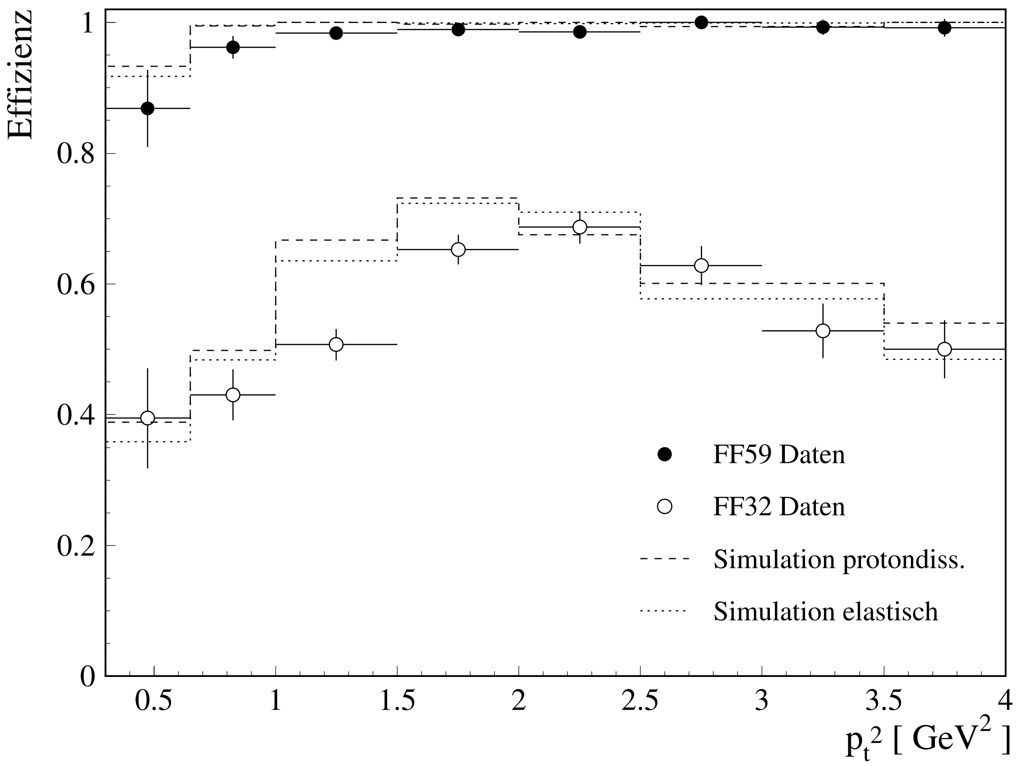


Abbildung 7.13: Effizienz der Netze FF59 und FF32 als Funktion von p_t^2. Die Effizienz wurde anhand von Daten überprüft. Es wurden 2476 elektroproduzierte, vom SpaCal getriggerte ϕ-Ereignisse der Jahre 1996, 1997 und 1999 verwendet, bei denen die raw-Subtriggerbedingung S68 erfüllt ist. Der Datensatz beinhaltet sowohl Ereignisse mit als auch ohne Vorwärtsaktivität, da sich kein Unterschied hinsichtlich der Effizienz ergab.

7.4 Trennung von protondissoziativen und elastischen Ereignissen

Da protondissoziative Ereignisse nicht notgedrungen Vorwärtsaktivität im Sinn von Abschnitt 7.1.5 aufweisen und auch elastische Ereignisse Vorwärtsaktivität erzeugen können, wird die Zahl der beobachteten protondissoziativen Ereignisse N_{pd}^{obs} durch die Entfaltung aus den beobachteten Ereignissen mit und ohne Vorwärtsaktivität (N_{tag}^{obs} und N_{ntag}^{obs}) gewonnen.

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ und der W-Abhängigkeit werden die Ereignisse zunächst in sieben p_t^2-Bins und drei W-Bins aufgeteilt. Die genaue Aufteilung wird in Kapitel 8 diskutiert. In jedem Bin wird die Zahl der Ereignisse mit und ohne Vorwärtsaktivität (dN_{tag}^{obs} und dN_{ntag}^{obs}) durch einen Fit an das Signal in der $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilung (siehe Abschnitt 6.4) bestimmt.

7.4.1 Bestimmung der Entfaltungsmatrizen

Die Elemente der Entfaltungsmatrizen werden für jedes Bin in p_t^2 und W aus den Ereignissen der Monte-Carlo-Simulation ermittelt. Dabei wurden bis auf drei Ausnahmen dieselben Schnitte wie auf den Daten angewandt. Die Ausnahmen sind LAr_IF=0, FwdMu_Fwd_Vtx=0 sowie der dE/dx-Schnitt:

LAr_IF=0

wurde in der Simulation nicht gefordert, statt dessen wurde sowohl auf den Daten als auch der Simulation der LAr_IF-Sicherheitsschnitt $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV angewandt (Abschnitt 7.1.4).

FwdMu_Fwd_Vtx=0

Wie in Abbildung 7.12 zu erkennen, ist die Effizienz der Vetobedingung FwdMu_Fwd_Vtx=0 größer als in der Simulation angenommen. Die aus der Simulation ermittelten Effizienzen wurden entsprechend des in den Daten beobachteten Verhaltens korrigiert.

Die Ineffizienz des Triggerelements FwdMu_Fwd_Vtx wurde für Ereignisse ermittelt, die bereits zVtx_Cls && DCRPh_Ta (Referenzselektion) und Topo_Mult=2 sowie den LAr_IF-Sicherheitsschnitt erfüllen. Die beobachteten Werte eignen sich damit direkt zur Berechnung der Korrekturen für die einzelnen Datennahmeperioden. Die Ineffizienzen ergeben sich wie folgt: Simulation $(38 \pm 2)\%$, 1996 $(22 \pm 3)\%$, 1999e^- $(12 \pm 3)\%$ und 1999e^+ $(8 \pm 2)\%$.

Gemäß der Simulation $\mathrm{MC}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{ref}}$ werden keine elastischen Ereignisse durch die Bedingung FwdMu_Fwd_Vtx=0 verworfen. Dies ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß in den Daten keine Ereignisse ohne Vorwärtsaktivität von FwdMu_Fwd_Vtx=0 verworfen werden.

dE/dx-Schnitt

Wie in Abschnitt 6.3 bereits erläutert, wurde der dE/dx-Schnitt anhand der Daten so gewählt, daß er keine Ineffizienz einführt, er wurde daher in der Simulation nicht gefordert.

7.4.2 Entfaltung

Entfaltung mit Effizienzkorrektur

Gemäß Gleichung 7.1 kann durch die Inversion der Matrix $\boldsymbol{M}$ aus der Beobachtung von N_{ntag}^{obs} und N_{tag}^{obs} auf die wahre Anzahl der elastischen N_{el}^{tot} und protondissoziativen N_{pd}^{tot} Ereignisse geschlossen werden:

$$\begin{pmatrix} N_{tag}^{obs} \\ N_{ntag}^{obs} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{pd}) & P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{el}) \\ P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ntag}|\mathrm{pd}) & P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ntag}|\mathrm{el}) \end{pmatrix}}_{\boldsymbol{M}} \cdot \begin{pmatrix} N_{pd}^{tot} \\ N_{el}^{tot} \end{pmatrix} . \tag{7.1}$$

Die bedingten Wahrscheinlichkeiten, die die Elemente der Matrix $\boldsymbol{M}$ bilden, werden für jedes p_t^2- und W-Bin aus der Simulation bestimmt.

Im einfachsten Fall wird die Entfaltung durch die Inversion der Matrix $\boldsymbol{M}$ vorgenommen. Diese Methode wird in vorliegender Arbeit nur zur Kontrolle verwendet. Für die eigentliche Analyse wird die in Abschnitt 6.5.4 besprochene iterative Entfaltung benutzt. Der Vergleich beider Methoden zeigt, daß für vorliegende 2×2-Matrix die einfache Matrixinversion ausreichend ist.

Die beschriebene Entfaltung mit Effizienzkorrektur erlaubt es, für jedes p_t^2- und W-Bin die Zahl der produzierten protondissoziativen dN_{pd}^{tot} und elastischen dN_{el}^{tot} Ereignisse aus der Anzahl der beobachteten Ereignisse mit und ohne Vorwärtsaktivität (dN_{tag}^{obs} bzw. dN_{ntag}^{obs}) zu berechnen.

Die resultierenden differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^2$ (siehe Abschnitt 7.6) sind in Abbildung 7.14 dargestellt. Sie werden nur zur Kontrolle benutzt, das Ziel ist die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$. Die Kontrolle besteht darin, den Einfluß der Entfaltung $p_t^2 \mapsto |t|$ zu prüfen. Dazu wurden Funktionen der Form $d\sigma/dp_t^2 \propto e^{-\tilde{b}p_t^2}$ an die Daten angepaßt.

Bei Verwendung der Näherung $p_t^2 \approx -t$ ist $\tilde{b}$ eine Schätzung des Steigungsparameters b. Die Näherung ist im Falle der elastischen Ereignisse unzulässig, siehe Abbildung 6.6. Gemäß Monte-Carlo-Studien kann für die elastischen Ereignisse nicht von $\tilde{b}$ auf b geschlossen werden. Für die protondissoziativen Ereignisse liefert die Näherung eine gute Schätzung des Steigungsparameters b. Aufgrund der Migration von den stark populierten, niedrigen p_t^2-Bins hin zu den höheren p_t^2-Bins ist $\tilde{b}$ systematisch kleiner als b. Diese systematische Abweichung wird durch die Entfaltung ausgeglichen.

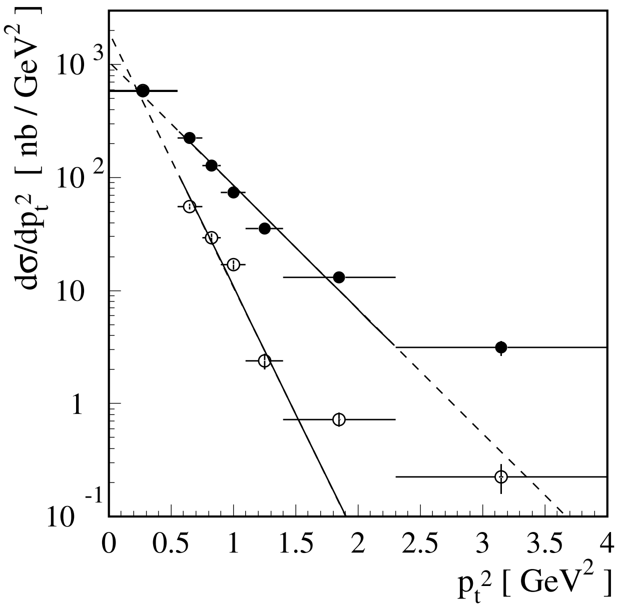


Abbildung 7.14: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^2$ der protondissoziativen (gefüllte Kreise) und elastischen Ereignisse (offene Kreise). Offener und gefüllter Kreis liegen im ersten Bin aufeinander. Ebenfalls dargestellt sind die, an die Daten angepaßten, Funktionen der Form $d\sigma/dp_t^2 \propto e^{-\tilde{b}p_t^2}$. Fits an Bins 2 bis 6 ergeben $\tilde{b}_{pd} = (2{,}53 \pm 0{,}08)$ GeV^2 und $\tilde{b}_{el} = (5{,}19 \pm 0{,}16)$ GeV^2.

Entfaltung ohne Effizienzkorrektur

Um von den dN_{pd}/dt-Verteilungen zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dt$ zu gelangen, ist eine weitere Entfaltung notwendig. Für die Trennung von protondissoziativen und elastischen Ereignissen ist es daher vorteilhaft, eine Entfaltung ohne gleichzeitige Effizienzkorrektur $(dN_{tag}^{obs}, dN_{ntag}^{obs}) \mapsto (dN_{pd}^{obs}, dN_{el}^{obs})$ durchzuführen, da hierfür die Bingrenzen komplett durch beobachtbare Größen (W^{obs} und $(p_t^{obs})^2$) definiert werden können. In der oben beschriebenen Entfaltung mit Effizienzkorrektur ist dies nicht möglich, da zur Bestimmung von $P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{el})$ auch unbeobachtbare Ereignisse eingehen. In diesem Fall muß die Bingrenze durch $(p_t^{wahr})^2$ festgelegt werden. Dies ist nicht im Sinne der nachfolgenden Entfaltung $(p_t^{obs})^2 \mapsto |t|$.

Die Entfaltung ohne Effizienzkorrektur verknüpft die beobachteten Ereignisse N_{ntag}^{obs} und N_{tag}^{obs} mit den beobachteten elastischen N_{el}^{obs} und protondissoziativen Ereignissen N_{pd}^{obs}:

$$\begin{pmatrix} N_{tag}^{obs} \\ N_{ntag}^{obs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{pd}) & P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{el}) \\ P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ntag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{pd}) & P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ntag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{el}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N_{pd}^{obs} \\ N_{el}^{obs} \end{pmatrix} . \quad (7.2)$$

Dabei gilt

$$P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{pd}) = 1 - P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ntag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{pd}) \quad \text{und} \quad (7.3)$$
$$P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{ntag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{el}) = 1 - P(\mathrm{obs} \wedge \mathrm{tag}|\mathrm{obs} \wedge \mathrm{el}) . \quad (7.4)$$

Nachfolgend ist exemplarisch die Transfermatrix, die elastische und protondissoziative Ereignisse auf Ereignisse ohne und mit Vorwärtsaktivität abbildet, für den Bereich $W \in [45 \text{ GeV}; 60 \text{ GeV}]$, $p_t^2 \in [0{,}9 \text{ GeV}^2; 1{,}1 \text{ GeV}^2]$ dargestellt:

$$\begin{pmatrix} P(\text{obs} \wedge \text{tag}|\text{obs} \wedge \text{pd}) & P(\text{obs} \wedge \text{tag}|\text{obs} \wedge \text{el}) \\ P(\text{obs} \wedge \text{ntag}|\text{obs} \wedge \text{pd}) & P(\text{obs} \wedge \text{ntag}|\text{obs} \wedge \text{el}) \end{pmatrix} = 10^{-2} \cdot \begin{pmatrix} 65 \pm 2 & 4{,}8 \pm 0{,}9 \\ 35 \pm 2 & 95{,}2 \pm 0{,}9 \end{pmatrix}$$

Die Matrizen in anderen Bins sind ähnlich. Wesentlich ist, daß etwa 5% der elastischen Ereignisse Vorwärtsaktivität vortäuschen und bei etwa 35% der protondissoziativen Ereignisse keine Vorwärtsaktivität beobachtet werden kann. Die Entfaltung ist insbesondere deswegen notwendig, weil sich $d\sigma_{el}/dt$ und $d\sigma_{pd}/dt$ aufgrund der stark unterschiedlichen Steigungsparameter ($b_{el} \approx 8$ GeV^{-2} und $b_{pd} \approx 2{,}5$ GeV^{-2}) um Größenordnungen unterscheiden. Da jede Matrix in einem p_t^2-Bin ermittelt wird, sind die Matrizen weitgehend unabhängig von der $d\sigma/dt$-Verteilung der Simulation.

7.5 Entfaltung $p_t^2 \mapsto |t|$

Da t nicht direkt gemessen werden kann, werden die dN_{pd}^{tot}/dt-Verteilungen durch die Entfaltung der dN_{pd}^{obs}/dp_t^2-Verteilungen gewonnen. Ausgangspunkt sind die gemäß Abschnitt 7.4.2 ermittelten Zahlen der beobachteten protondissoziativen Ereignisse in den einzelnen p_t^2-Bins. Die Matrixelemente der Transfermatrix $\boldsymbol{T}$ werden aus den simulierten protondissoziativen Ereignissen $\text{MC}_{\text{pd}}^{\text{ref}}$ und $\text{MC}_{\text{pd}}^{\text{tot}}$ bestimmt:

$$\begin{aligned} T_{ij} &= P(\text{obs} \wedge p_t^2 \in \text{Bin } i | t \in \text{Bin } j) & (7.5) \\ &= \underbrace{P(p_t^2 \in \text{Bin } i | \text{obs} \wedge t \in \text{Bin } j)}_{\text{Verschmierung}} \underbrace{P(\text{obs}|t \in \text{Bin } j)}_{\text{Nachweiseffizienz}} . & (7.6) \end{aligned}$$

Nachfolgend ist die resultierende Transfermatrix für $W \in [35 \text{ GeV}; 100 \text{ GeV}]$ dargestellt, dabei wird zur Veranschaulichung des Einflusses der Verschmierung $p_t^2 \to |t|$ und der Nachweiseffizienz die Aufteilung gemäß Gleichung 7.6 benutzt:

$$\underbrace{P(p_t^2 \in \text{Bin } i | \text{obs} \wedge t \in \text{Bin } j)}_{\text{Verschmierung}} = 10^{-2} \cdot \begin{pmatrix} 54{,}3 & 6{,}9 & 0{,}0 & 0{,}0 & 0{,}0 & 0{,}0 & 0{,}0 \\ 18{,}4 & 72{,}2 & 13{,}2 & 1{,}7 & 0{,}9 & 0{,}4 & 0{,}0 \\ 7{,}7 & 10{,}1 & 66{,}4 & 11{,}0 & 1{,}6 & 0{,}1 & 0{,}0 \\ 7{,}2 & 4{,}4 & 11{,}8 & 70{,}9 & 10{,}1 & 0{,}9 & 0{,}0 \\ 8{,}0 & 2{,}8 & 3{,}4 & 10{,}0 & 72{,}5 & 7{,}0 & 0{,}7 \\ 4{,}5 & 3{,}6 & 3{,}8 & 4{,}9 & 13{,}4 & 87{,}1 & 13{,}2 \\ 0{,}0 & 0{,}1 & 0{,}8 & 1{,}0 & 1{,}1 & 4{,}2 & 86{,}1 \end{pmatrix},$$

$$\underbrace{P(\text{obs}|t \in \text{Bin } j)}_{\text{Nachweiseffizienz}} = 10^{-2} \cdot \begin{pmatrix} 0{,}24 & 2{,}23 & 3{,}41 & 3{,}81 & 4{,}47 & 5{,}35 & 6{,}20 \end{pmatrix} .$$

Im Prinzip ist die analoge Bestimmung der Verteilung der elastischen Ereignisse dN_{el}/dt möglich. Allerdings besitzt die aus den simulierten elastischen Ereignissen $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{ref}}$ und $\mathrm{MC}_{\mathrm{pd}}^{\mathrm{tot}}$ bestimmte Transfermatrix[3] große Nicht-Diagonal-Elemente:

$$P(p_t^2 \in \text{Bin } i|\text{obs} \wedge t \in \text{Bin } j) = 10^{-2} \cdot \begin{pmatrix} 34{,}8 & 7{,}8 & 1{,}2 & 0{,}0 & 0{,}0 \\ 24{,}7 & 72{,}4 & 12{,}5 & 2{,}1 & 2{,}8 \\ 14{,}9 & 9{,}7 & 66{,}9 & 11{,}2 & 0{,}0 \\ 12{,}6 & 4{,}5 & 10{,}7 & 70{,}2 & 10{,}8 \\ 8{,}2 & 2{,}4 & 2{,}9 & 12{,}1 & 72{,}8 \\ 4{,}7 & 2{,}8 & 4{,}7 & 4{,}3 & 13{,}6 \\ 0{,}1 & 0{,}4 & 1{,}1 & 0{,}0 & 0{,}0 \end{pmatrix},$$

$$P(\text{obs}|t \in \text{Bin } j) = 10^{-2} \cdot \begin{pmatrix} 0{,}28 & 6{,}40 & 7{,}9 & 7{,}87 & 10{,}92 \end{pmatrix}.$$

In Abschnitt 7.7.1 diskutierte Studien ergaben, daß im elastischen Fall nicht von der beobachteten dN_{el}/dp_t^2- auf die dN_{el}/dt-Verteilung geschlossen werden kann.

7.6 Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Anpassungsmethode

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma$ werden aus den Ereigniszahlen dN^{tot} (diese beinhalten die Untergrundsubtraktion, die Trennung von protondissoziativen und elastischen Ereignissen, die Entfaltung $p_t^2 \mapsto |t|$ und die Effizienzkorrektur), gemäß

$$d\sigma = \frac{dN^{tot}}{BR\ \mathcal{F}\ \int\mathcal{L}dt} \tag{7.7}$$

bestimmt. Dabei ist $BR = 0{,}491$ das Verzweigungsverhältnis $\phi \to K^+K^-$, $\mathcal{F}$ der Flußfaktor und $\int\mathcal{L}dt$ die integrierte Luminosität.

Zur Bestimmung des Steigungsparameters b des exponentiellen Abfalls, des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ sowie des totalen protondissoziativen und des Vorwärtswirkungsquerschnitts werden χ^2-Anpassungen der Form $d\sigma/dt = ae^{bt}$ durchgeführt. Dazu wird das Programmpaket MINUT verwendet. Eine Überprüfung der Fitprozedur anhand bekannter Verteilungen ergab, daß MINUT in der Lage ist, die Verteilungen auch im Fall variabler Binbreite korrekt zu reproduzieren.

7.7 Studien der systematischen Unsicherheiten

Die Analyse, beginnend mit der Anwendung der Analyseschnitte auf dem N-Tupel der Vorselektion, bis zum Fit der Parameter α', δ und ϵ wurde durch die Verwendung

[3] Die Matrix besitzt nur fünf $|t|$-Spalten, da wegen des steilen Abfalls $\propto e^{bt}$ kaum elastische Ereignisse mit $|t| > 1{,}4\ \mathrm{GeV}^2$ existieren.

von PAW/KUIP-Makros [128] vollständig automatisiert. Dadurch konnte die Analyse in einfacher Weise wiederholt werden, um systematischen Unsicherheiten durch das Umgewichten der simulierten Verteilungen und durch die Variation der Schnitte zu untersuchen.

7.7.1 Systematische Fehler der Meßmethode

Um die beschriebene Meßmethode zu prüfen, wurden simulierte protondissoziative und elastische Ereignisse in variablem Mengenverhältnis gemischt und anstatt der vorselektierten Detektorereignisse als Eingabe des Analyseprogramms verwendet. Durch diesen Ansatz kann direkt geprüft werden, wie gut die Übereinstimmung der rekonstruierten differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ und der daraus abgeleiteten Größen (b, $d\sigma/dt|_{t=0}$ und σ) mit den „wahren" Werten ist, die im Fall der simulierten Ereignisse bekannt sind. Dabei wurden die Steigungsparameter b_{pd} und b_{el}, die Q^2-Abhängigkeit sowie die M_Y-Abhängigkeit in diesem Testdatensatz durch Umgewichtung variiert, um systematische Abhängigkeiten zu prüfen.

Protondissoziative Ereignisse
Der Steigungsparameter b_{pd} sowie der Wirkungsquerschnitt des Testdatensatzes werden reproduziert. Die Abweichungen liegen bei etwa 7% für b und 10% für σ und werden als systematischer Fehler der Entfaltung betrachtet. Dieser begründet sich durch den Informationsverlust, den die endliche Detektorauflösung und die Einteilung in Bins bewirkt.

Elastische Ereignisse
Der Steigungsparameter b_{el} kann durch die Entfaltung nicht rekonstruiert werden. Es wird stets der Wert rekonstruiert, der der verwendeten Transfermatrix zugrundeliegt. Selbst im Idealfall korrekter Wahl des in der Transfermatrix verwendeten b, treten Abweichungen um 100% auf. Neben dieser rein methodische Unsicherheit muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß das Schwellenverhalten der Triggerbedingungen S68 und FF32, bzw. FF59 bei kleinem p_t^2 Unsicherheiten aufweist. Es ergibt sich die Problematik, daß die beobachtete p_t^2-Verteilung das Ergebnis der Faltung einer Schwellenfunktion mit steil steigender Flanke (Triggereffizienz) mit einer steil exponentiell fallenden Funktion ($d\sigma/dt \propto e^{bt}$) ist. Die Unsicherheit im Schwellenverhalten des S68 und FF32 bzw. FF59 führt zu systematischen Fehlern des Steigungsparameters von etwa 40% und des Wirkungsquerschnitts von etwa 35%.

Außer dem systematischen Fehler der Entfaltung, ergeben sich systematische Fehler aufgrund von Unsicherheiten in der Beschreibung der physikalischen Verteilungen und der Detektoreigenschaften durch die Simulation.

7.7.2 Abhängigkeit von der Datennahmeperiode

Der gesamte Datensatz wurde in zwei Teile zerlegt, wobei im ersten Teil (1996 und 1999e^-) das Netz FF32 aktiv war, im zweiten Teil (1999e^+) das Netz FF59. Die Steigungsparameter und die Wirkungsquerschnitte wurden für beide Teile getrennt bestimmt. Die beobachteten Unterschiede in b und σ sind mit 5% und 13% kleiner als der statistische Fehler. Dies bestätigt, daß die benutzten Detektorkomponenten genügend zeitstabil sind, die Simulation des L2NN zuverlässig ist und die von den Netzen FF32 und FF59 benutzten Eingabegrößen gut simuliert werden.

7.7.3 Simulation der Detektoreigenschaften

Wie aus Abbildung 7.9d hervorgeht, konnte die Simulation des Schwellenverhaltens der S68-Effizienz bei $p_t^2 < 0{,}5$ GeV^2 mangels Daten in diesem Bereich nicht präzise geprüft werden. Aufgrund dieser Unsicherheit wurde das erste Bin ($p_t^2 \in [0\ \text{GeV}^2; 0{,}5\ \text{GeV}^2]$) nicht zur Bestimmung von b und σ verwendet. Der systematische Fehler von $d\sigma/dt$ im ersten t-Bin wurde zu 100% abgeschätzt. Der systematische Fehler in b und σ wurde durch Verdoppelung und Halbierung der simulierten Effizienz im Bereich $p_t^2 < 0,5$ GeV^2 zu 0% und 6% bestimmt.

LAr_IF-Sicherheitsschnitt

Um den Einfluß des LAr_IF-Sicherheitsschnitts zu studieren wurde die Energieschwelle in der Bedingung $E_{LAR\_IF} < 1{,}5$ GeV zwischen 1,0 und 2,0 GeV variiert. Es ergaben sich Änderungen in b und σ von 1% und 5%.

Vorwärtsdetektoren

Wie in Abschnitt 7.1.5 besprochen, wurden die Kanäle 4, 5 und 6 des Proton-Remnant-Taggers nicht verwendet, da sie sich in den drei analysierten Run-Bereichen deutlich unterschiedlich verhielten (Abbildung 7.5). Zur Kontrolle wurde die Messung ausschließlich mit den 1999e^+-Daten wiederholt und dabei die Kanäle 4, 5 und 6 ebenfalls benutzt. Dabei ergaben sich für b und σ Abweichungen von 2% und 11%.

Durch Variation der Schwellen wurde deren Einfluß studiert. Dabei ergab die Änderung der Schwelle in $E_{LAR\_IF} > 0{,}75$ GeV zwischen 0,5 und 1,0 GeV nur 0,5% und 1,4% Änderung von b und σ. Analog wurde probeweise die Schwelle von mindestens zwei auf mindestens drei Signalpaare des Vorwärtsmyonspektrometers gesetzt. Für b und σ ergaben sich 2% und 3% Abweichung.

Um die Annahme zu prüfen, daß das Rauschniveau des Proton-Remnant-Taggers niedrig ist, wurden für den Run-Bereich 1999e^+ mindestens zwei Kanäle des Proton-Remnant-Taggers gefordert. Für b und σ ergaben sich 0% und 7% Abweichung. Weiterhin wurde untersucht, welchen Einfluß es hat, den Proton-Remnant-Tagger nicht zu benutzen. Dabei ergab sich eine Abweichung von 1,4% in b und 2% in σ.

Der durch die Vorwärtsdetektoren verursachte systematische Fehler wurde für b zu 4% und für σ zu 12% abgeschätzt, indem die beobachteten Abweichungen quadratisch addiert wurden.

7.7.4 Simulation der physikalischen Verteilungen

t-Abhängigkeit

Die Steigungsparameter b_{el} und b_{pd} der Simulation wurden auf die Werte $b_{el}(W = 60\ \text{GeV}) = 8{,}3\ \text{GeV}^{-2}$ und $b_{pd} = 2{,}5\ \text{GeV}^{-2}$ gesetzt. Um zu prüfen, welchen Einfluß die Wahl dieser Werte auf die Messung haben, wurden b_{el} und b_{pd} in den Bereichen $[7\ \text{GeV}^{-2}; 11\ \text{GeV}^{-2}]$ und $[2{,}5\ \text{GeV}^{-2}; 3{,}0\ \text{GeV}^{-2}]$ variiert. Die Messungen für b und für σ blieben bis auf 3% konstant.

Q^2-Abhängigkeit

Der Exponent η, der gemäß Gleichung 6.3 die Q^2-Abhängigkeit steuert, wurde in der Simulation auf 2,5 gesetzt und für die Analyse auf 2,25 umgewichtet. Variation dieses Wertes zwischen 2,0 und 2,5 ergab 2% Abweichung in b und 3% in σ.

M_Y-Abhängigkeit

Die Simulation geht von $d\sigma/dM_Y \propto M_Y^{-2\cdot(1+\epsilon)}$ aus. Da diese Annahme nicht ausreichend gesichert ist, wurde das M_Y-Spektrum durch Umgewichtung zwischen $d\sigma/dM_Y \propto M_Y^{-2}$ und $d\sigma/dM_Y \propto M_Y^{-2\cdot(1+2\epsilon)}$ variiert. Es ergaben sich 9% und 10% Abweichung bezüglich b und σ.

Da der Akzeptanzbereich der Messung auf $M_Y < 10$ GeV limitiert ist, wurde probeweise der Schnitt $M_Y < 10$ GeV auf Generatorniveau angebracht und die Messung für den eingeschränkten kinematischen Bereich wiederholt. Dabei reduzierten sich b und σ um 3% bzw. 5%.

7.7.5 Untergrund

Um die Stabilität der Untergrundsubtraktion zu prüfen, wurde probeweise der dE/dx-Schnitt verschärft und eine Kaonwahrscheinlichkeit von 10% statt 2% für beide Spuren gefordert. Es ergab sich ein Anstieg von 7% und 3% für b und σ.

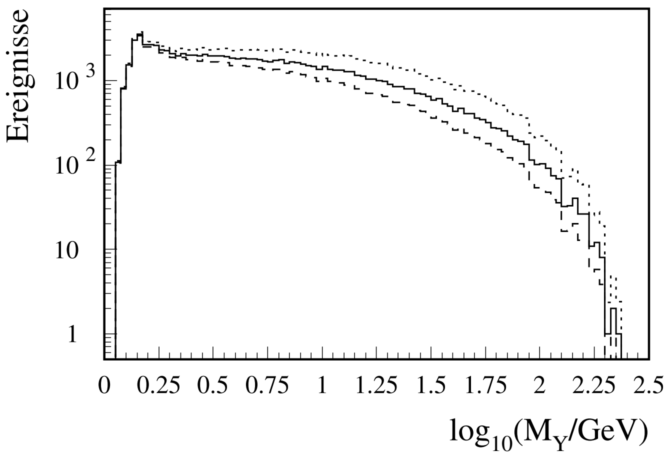


Abbildung 7.15: Variationsbreite der simulierten M_Y-Spektren. Die Verteilungen wurden durch Umgewichtung zwischen $d\sigma/dM_Y \propto M_Y^{-2}$ und $d\sigma/dM_Y \propto M_Y^{-2\cdot(1+2\epsilon)}$ variiert, um den systematischen Einfluß auf die Messung zu überprüfen.

7.7.6 Integrierte Luminosität

Der systematische Fehler der Luminositätsmessung wird von der für das Luminositätssystem zuständigen Arbeitsgruppe für die Betriebsperioden 1996, 1999e^- und 1999e^+ zu 1,2%, 2,0% und 3,0% angegeben.

7.8 Übersicht der systematischen Fehler

Die systematischen Fehler sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt. Durch quadratische Addition der einzelnen, im vorigen Abschnitt diskutierten, Unsicherheiten ergibt sich der systematische Fehler der Messung des Steigungsparameters b zu 10%. Dabei bleiben die Unsicherheiten der CJC-Effizienz und der Luminositätsmessung unberücksichtigt, da diese nur die Normalisierung und nicht den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ beeinflussen. Dies gilt ebenso für die Unsicherheit bezüglich der Effizienz des L1-Subtriggers S68, da das niedrigste p_t^2-Bin im Fit nicht verwendet wird.

Da im Fall des Wirkungsquerschnitts σ und des Vorwärtswirkungsquerschnitts $d\sigma/dt|_{t=0}$ auch die Einflüsse berücksichtigt werden müssen, die die Normalisierung betreffen, ergibt sich der systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte zu 20%.

Die modellabhängigen Unsicherheiten, berechnen sich durch quadratische Addition der durch Variation der simulierten Verteilungen bestimmten Einflüsse auf die Meßergebnisse zu 10% für b und 11% für σ.

	Beitrag zur Messung von	
Quelle	b	σ
Methode	7%	10%
Simulation des LAr_IF	1%	5%
Vorwärtsdetektoren	4%	12%
CJC-Effizienz	-	10%
S68-Effizienz	-	6%
Untergrund	7%	3%
Luminosität	-	3%
syst. gesamt	10%	20%
Wahl von b_{el} und b_{pd}	3%	3%
Q^2-Abhängigkeit	2%	3%
M_Y-Spektrum	9%	10%
mod. gesamt	10%	11%

Tabelle 7.2: Systematische und modellabhängige Fehler.

Kapitel 8

Ergebnisse und Diskussion

Der beobachtete kinematische Bereich erstreckt sich über $W \in [35 \text{ GeV}; 100 \text{ GeV}]$ bei einer mittleren γp-Schwerpunktsenergie $<W>$ von 57 GeV und bis zu Quadraten des Transversalimpulses der rekonstruierten ϕ-Mesonen von $p_t^2 < 4 \text{ GeV}^2$ (siehe Abbildung 8.1).

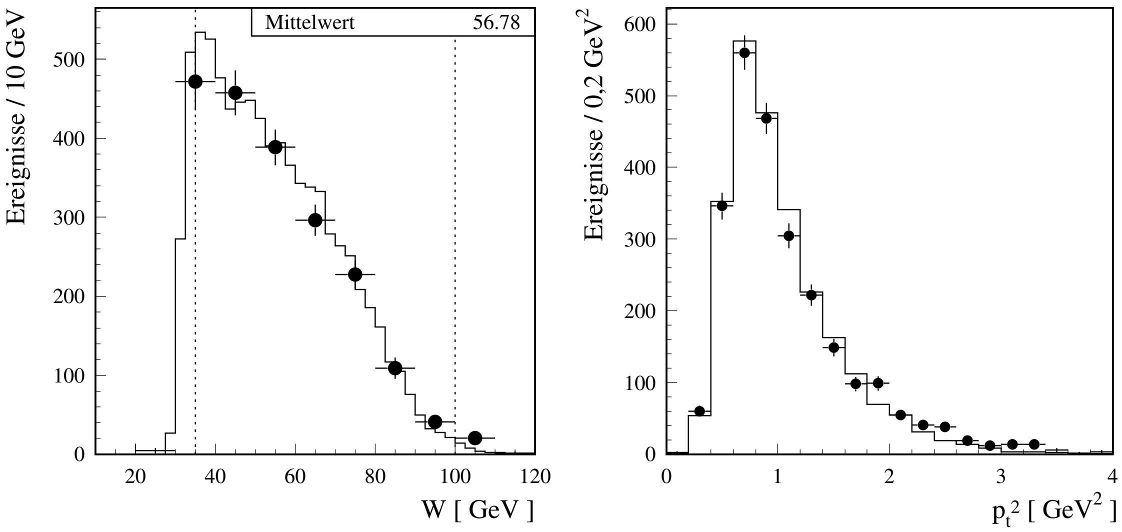


Abbildung 8.1: Der Messung zugänglicher kinematischer Bereich bezüglich W (links) und p_t^2 (rechts). Eingezeichnet sind die analysierten Daten und die Simulation.

Bedingt durch die Akzeptanzgrenze der CJC bei Kaon-Polarwinkeln $\theta_K > 20°$ zeigt die W-Verteilung eine steile Flanke bei $W \approx 30$ GeV. Das Abfallen der Verteilung für größere W wird zum einen durch den sinkenden Flußfaktor[1], zum anderen durch die obere Akzeptanzgrenze der CJC ($\theta_K < 150°$) hervorgerufen.

In der p_t^2-Verteilung ist ein exponentieller Abfall bei großen p_t^2 sowie die steile Flanke der Triggereffizienz bei $p_t^2 \approx 0{,}5 \text{ GeV}^2$ zu erkennen.

[1] $\mathcal{F}(W \in [30 \text{ GeV}; 40 \text{ GeV}]) = 2{,}89 \cdot 10^{-2}$, $\mathcal{F}(W \in [90 \text{ GeV}; 100 \text{ GeV}]) = 6{,}89 \cdot 10^{-3}$.

Die Daten wurden in sieben p_t^2-Bins eingeteilt (Abbildung 8.2 und Tabelle 8.1). Bei der Auswahl der Bingrenzen wurden folgende Ziele verfolgt:

- geringe Unterschiede in der Population der Bins, daher wurden unterschiedliche Binbreiten verwendet,
- minimale Binbreite möglichst groß (hier: 0,15 GeV^2), um Migrationen klein zu halten,
- Einbeziehung möglichst großer Werte von p_t^2, um den Vergleich mit den Vorhersagen der pQCD zu ermöglichen (siehe Abschnitt 1.4.3).

In Abbildung 8.2 sind die Massenspektren für die sieben gewählten p_t^2-Bins zusammen mit den Fits nach Gleichung 6.19 dargestellt. Durch die Entfaltung wird aus der beobachteten p_t^2-Verteilung eine t-Verteilung. An diese wird eine Exponentialfunktion angepaßt und dadurch b, σ und $d\sigma/dt|_{t=0}$ bestimmt. Da die drei Größen unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ bestimmt werden, gilt die Abhängigkeit

$$\sigma = \frac{d\sigma/dt|_{t=0}}{b}. \tag{8.1}$$

8.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$

Aus der dN/dp_t^2-Verteilung wurde, wie in Abschnitt 7.5 beschrieben, durch die Entfaltung $p_t^2 \mapsto |t|$ der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ gewonnen.

8.1.1 Steigungsparameter b

Unter der Annahme, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für nicht allzu große $|t|$ gemäß e^{bt} exponentiell abfällt, wurde der Steigungsparameter b durch Anpassung bestimmt. Dabei wurde das erste und das letzte Bin nicht berücksichtigt, da, wie

Bin	p_t^2 $[GeV^2]$	dN_{tag}^{obs}	dN_{ntag}^{obs}	dN_{pd}^{obs}	dN_{el}^{obs}
1	[0,00; 0,55]	192 ± 17	317 ± 23	287 ± 18	222 ± 15
2	[0,55; 0,75]	334 ± 22	407 ± 25	516 ± 25	226 ± 14
3	[0,75; 0,90]	228 ± 19	230 ± 19	343 ± 21	115 ± 9
4	[0,90; 1,10]	204 ± 19	179 ± 17	303 ± 21	80 ± 8
5	[1,10; 1,40]	167 ± 19	89 ± 15	242 ± 23	$14{,}5 \pm 2{,}3$
6	[1,40; 2,30]	238 ± 22	94 ± 14	324 ± 26	$7{,}4 \pm 1{,}0$
7	[2,30; 4,00]	64 ± 11	20 ± 6	82 ± 12	$1{,}0 \pm 0{,}3$

Tabelle 8.1: Zahl der beobachteten Ereignisse in den p_t^2-Bins. Dabei bezeichnen dN_{tag}^{obs} und dN_{ntag}^{obs} die mittels Fit bestimmten Ereigniszahlen mit und ohne Vorwärtsaktivität. Die Anzahl der protondissoziativen und der elastischen Ereignisse nach der Entfaltung werden mit dN_{pd}^{obs} und dN_{el}^{obs} bezeichnet.

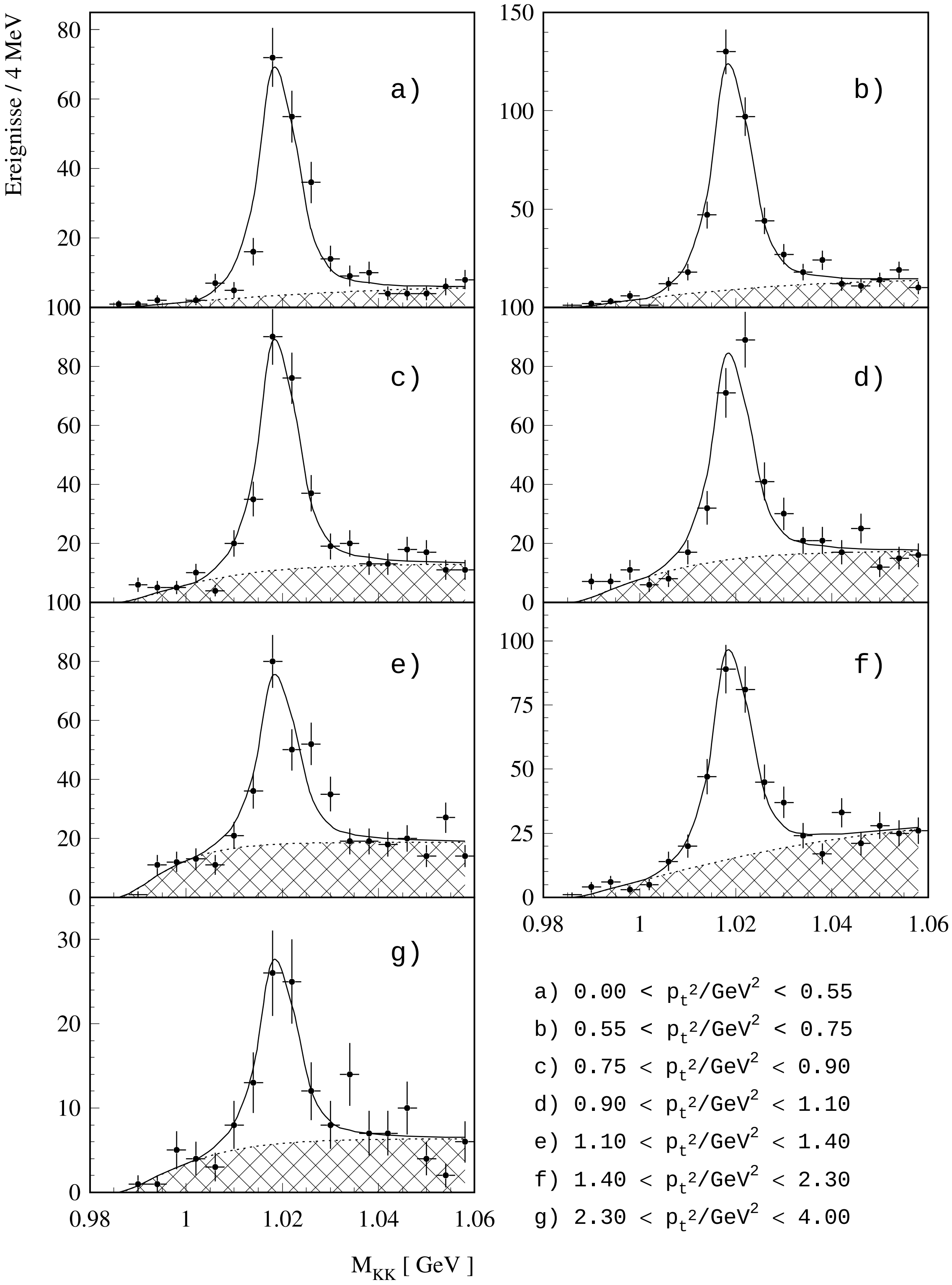


Abbildung 8.2: Signal und Fit in sieben p_t^2-Bins.

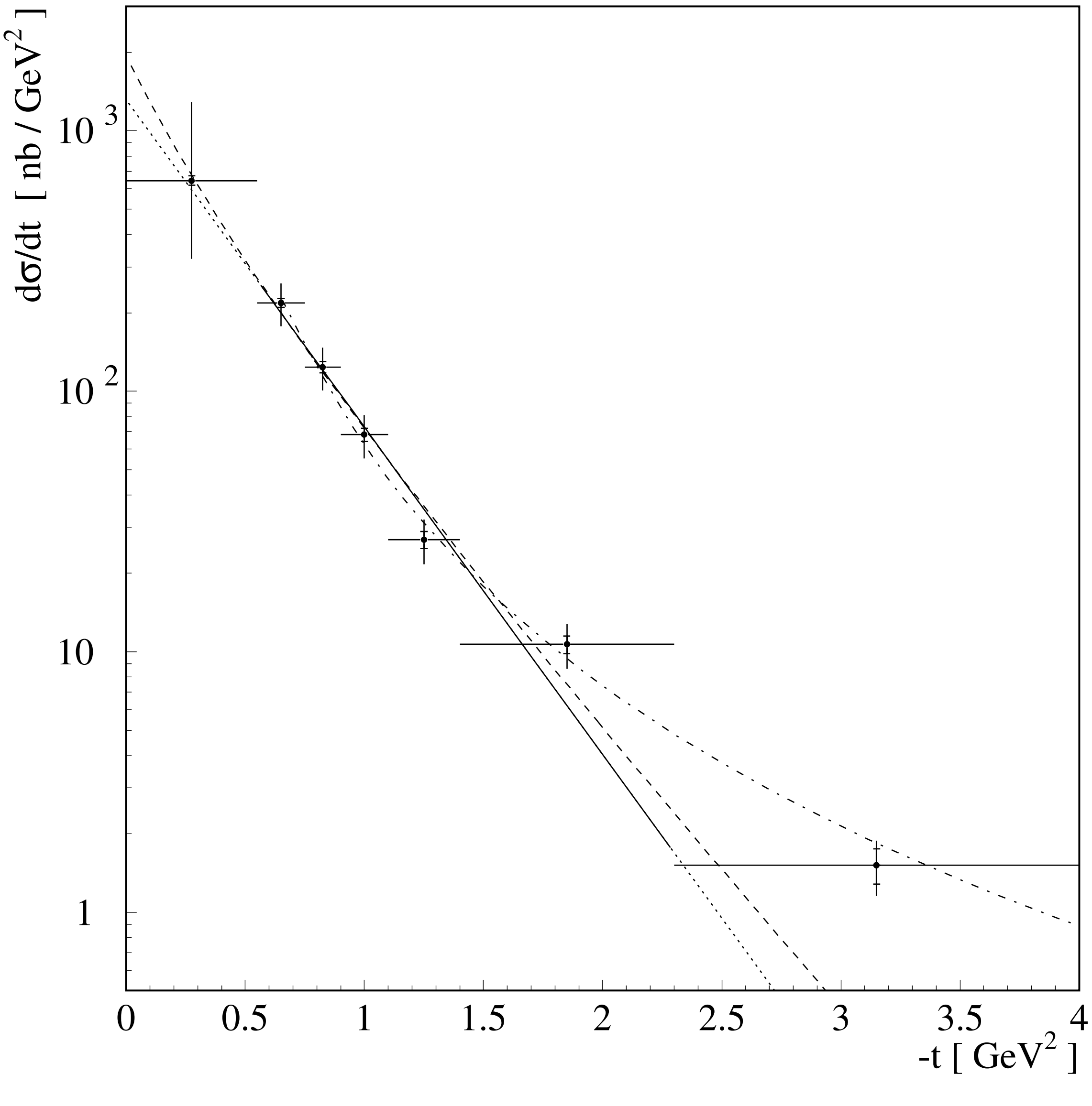


Abbildung 8.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ im Bereich $W \in [35\text{ GeV}; 100\text{ GeV}]$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie $<W>$ von 57 GeV. Die horizontalen Balken verdeutlichen die Binbreiten, die inneren, vertikalen Fehlerbalken bezeichnen den statistischen Fehler, für die äußeren Fehlerbalken wurden statistischer und systematischer Fehler quadratisch addiert. Aufgrund der Unsicherheit hinsichtlich der Triggereffizienz bei niedrigen p_t beträgt der systematische Fehler im ersten t-Bin $+100\%$, -50%. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung einer Exponentialfunktion an die Bins 2–6 ($b = 2{,}89 \pm 0{,}10 \pm 0{,}29 \pm 0{,}29\ \text{GeV}^{-2}$). Die gestrichelte Linie verdeutlicht die theoretische Vorhersage nach Gleichung 1.48, normiert auf die Daten. Die gestrichpunktete Linie ist das Ergebnis eines Fits gemäß $d\sigma/dt = a\,(|t|/\text{GeV}^2)^n$ für die Bins 2–7. Dabei ist $a = 56{,}0 \pm 5{,}2$ nb und $n = -3{,}06 \pm 0{,}06$.

in Abschnitt 7.7.3 dargestellt, im ersten Bin erhebliche Unsicherheiten bezüglich der Simulation der Triggereffizienz bestehen und das letzte Bin nicht mit der Annahme einer exponentiellen Abhängigkeit verträglich ist (siehe Abbildung 8.3).

Die Anpassung erfolgt durch einen χ^2-Fit, ausgeführt von MINUIT. Die statistischen Fehler der Anpassung werden von MINOS ermittelt. Abbildung 8.3 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ zusammen mit den statistischen und systematischen Fehlern (siehe Abschnitt 7.7 und Abschnitt 7.8) sowie die angepaßte Exponentialfunktion.

Es ergibt sich im Bereich $|t| \in [0{,}55\ \mathrm{GeV}^2; 2{,}30\ \mathrm{GeV}^2]$ ein Steigungsparameter von

$$b = 2{,}89 \pm 0{,}10\ (\mathrm{stat.}) \pm 0{,}29\ (\mathrm{syst.}) \pm 0{,}29\ (\mathrm{mod.})\ \mathrm{GeV}^{-2}\,. \tag{8.2}$$

Dieser Wert ist deutlich geringer, als in der elastischen Streuung $b_{el} = 7{,}3 \pm 1{,}0 \pm 0{,}8\ \mathrm{GeV}^{-2}$ [13]. Dies kann durch die Größe der Streuzentren erklärt werden: während in der elastischen Streuung das gesamte Proton als Streuzentrum dient ($b_{el} = \frac{1}{4}R_{el}^2 = \frac{1}{4}(R_p^2 + R_\phi^2)$), kann der protondissoziative Fall als Streuung an einem punktförmigen Konstituenten des Protons betrachtet werden ($b_{pd} = \frac{1}{4}R_{pd}^2 = \frac{1}{4}R_\phi^2$). Diese Annahme führt zu einem Radius des ϕ-Mesons von 0,68 fm.

Der gemessene Wert des Steigungsparameters b bestätigt das in Abschnitt 1.4.2 beschriebene Modell von Ryskin, Shabelski und Shuvaev.

Reaktion	$<W>$ [GeV]	$<t>$ [GeV^2]	$b_V(t)$ [GeV^{-2}]	b_{exp} [GeV^{-2}]	Ref.
$\gamma\, p \to \rho^0\, p$	55	0	9,8	$10{,}6 \pm 0{,}2\ {}^{+\,1{,}0}_{-\,0{,}4}$	[129]
$\gamma\, p \to \rho^0\, Y$	65	0	6,1	$5{,}8 \pm 0{,}3 \pm 0{,}5$	[129]
$\gamma\, p \to \omega\, p$	70	0	11,6	$10{,}0 \pm 1{,}2 \pm 1{,}3$	[15]
$\gamma\, p \to \phi\, p$	70	0,3	7,8	$7{,}3 \pm 1{,}0 \pm 0{,}8$	[13]
$\gamma\, p \to \phi\, Y$	94	0,8	3,6	$2{,}1 \pm 0{,}5 \pm 0{,}3$	[130]
$\boldsymbol{\gamma\, p \to \phi\, Y}$	**57**	**1,3**	**3,1**	$\mathbf{2{,}9 \pm 0{,}1 \pm 0{,}3}$	
$\gamma\, p \to J/\psi\, p$	90	0,5	4,7	$4{,}0 \pm 0{,}2 \pm 0{,}2$	[14]
$\gamma\, p \to J/\psi\, Y$	90	0,5	1,4	$1{,}6 \pm 0{,}3 \pm 0{,}1$	[14]

Tabelle 8.2: Vergleich der experimentell ermittelten Steigungsparameter mit den Ergebnissen gemäß Gleichung 1.48 und 1.49 [53].

Eine kürzlich veröffentlichte, vergleichbare Messung der ZEUS-Kollaboration bei $<W> = 94$ GeV und $|t| \in [0{,}5\ \mathrm{GeV}^2; 1{,}3\ \mathrm{GeV}^2]$ ergab den verträglichen Wert von $b = 2{,}1 \pm 0{,}5\ (\mathrm{stat.}) \pm 0{,}3\ (\mathrm{syst.}) \pm 0{,}4\ (\mathrm{mod.})\ \mathrm{GeV}^{-2}$ [130]. Im weiteren wird stets an erster Stelle der statistische Fehler, an zweiter Stelle der systematische Fehler und, falls bekannt, an dritter Stelle der modellabhängige Fehler angegeben.

Anmerkung: Durch die vorliegende Messung und die anderen bisher untersuchten Vektormesonen wird das Modell von Ryskin, Shabelski und Shuvaev bestätigt (siehe Tabelle 8.2). Es bleibt noch die protondissoziative Produktion von ω-Mesonen, und die elastische und protondissoziative Produktion von Υ-Mesonen und angeregten Zuständen (z.B. ψ') zu prüfen[2].

[2] Dabei muß Gleichung 1.48 im Falle der Reaktion $\gamma p \to \Upsilon Y$ fehlschlagen, da $b < 0$ vorhergesagt wird (wegen $m_\Upsilon^2 > W m_\rho$ für $W \lesssim 115$ GeV)

8.1.2 Vorwärtswirkungsquerschnitt $d\sigma/dt|_{t=0}$

Der Vorwärtswirkungsquerschnitt $d\sigma/dt|_{t=0}$ ergibt sich ebenfalls aus der zweiparametrigen Anpassung $d\sigma/dt = a\,e^{b\,t}$ gemäß $d\sigma/dt|_{t=0} = a$. Das Ergebnis ist

$$d\sigma/dt|_{t=0} = 1{,}32 \pm 0{,}13\ (\text{stat.}) \pm 0{,}26\ (\text{syst.}) \pm 0{,}15\ (\text{mod.})\ \mu\text{b}/\text{GeV}^2\,. \tag{8.3}$$

Dies stellt die erste Messung von $d\sigma/dt|_{t=0}$ der protondissoziativen ϕ-Streuung dar. Für die elastische Streuung wurde $d\sigma/dt|_{t=0}$ von der ZEUS-Kollaboration bei $<W> =$ 70 GeV zu $7{,}2 \pm 2{,}1 \pm 1{,}8\ \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ gemessen [13]. Das Verhältnis der Vorwärtswirkungsquerschnitte der elastischen und protondissoziativen Streuung ist somit

$$R_1 = \frac{d\sigma_{pd}/dt|_{t=0}}{d\sigma_{el}/dt|_{t=0}} = \frac{\sigma_{pd}b_{pd}}{\sigma_{el}b_{el}} = 0{,}18 \pm 0{,}06\ (\text{stat.}) \pm 0{,}06\ (\text{syst.})\,. \tag{8.4}$$

Anhand dieses Wertes kann geprüft werden, ob die Annahme der Faktorisierung am Pomeronvertex gerechtfertigt ist: R_1 sollte für alle diffraktiven Hadron-Hadron-Streuungen übereinstimmen. Der für ϕ-Mesonen bestimmte Wert ist in Übereinstimmung mit $R_1 = 0{,}24 \pm 0{,}04$ der pp-Streuung (siehe [131] und Referenzen dort) sowie $R_1 = 0{,}26 \pm 0{,}03 \pm 0{,}10$ für die Produktion von ρ^0-Mesonen (gemäß Messungen aus [129]).

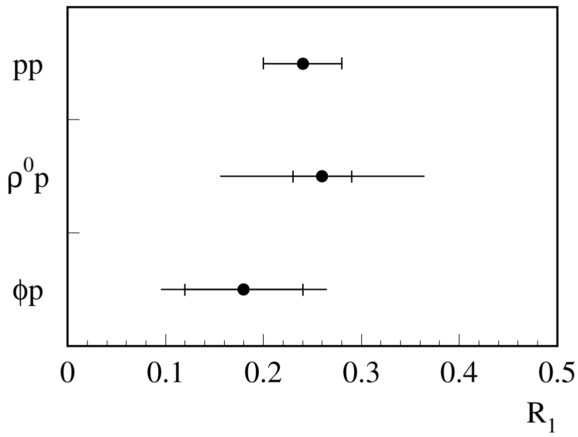


Abbildung 8.4: Test der Faktorisierung anhand des Verhältnisses R_1 der elastischen und protondissoziativen Vorwärtswirkungsquerschnitte $d\sigma/dt|_{t=0}$ (siehe Gleichung 8.4).

8.1.3 Totaler protondissoziativer Wirkungsquerschnitt σ

Der Wirkungsquerschnitt σ kann gemäß Gleichung 8.1 aus $d\sigma/dt|_{t=0}$ und b bestimmt werden. Die Berechnung der Unsicherheit bezüglich des Wirkungsquerschnitts aus den Fehlern des Steigungsparameters b und des Vorwärtswirkungsquerschnitts $d\sigma/dt|_{t=0}$ durch gaußsche Fehlerfortpflanzung ist nicht angebracht, da $d\sigma/dt|_{t=0}$ und b durch den Ansatz $d\sigma/dt = a\,e^{b\,t}$ mit $d\sigma/dt|_{t=0} = a$ gemeinsam bestimmt wurden und somit nicht unabhängig sind. Daher wurde σ durch Anpassung von $d\sigma/dt = \sigma b e^{b\,t}$ bestimmt. Durch diesen Ansatz ergibt sich der statistische Fehler von σ direkt aus dem Fit (MINOS).

Der gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\sigma = 0{,}46 \pm 0{,}03\ (\text{stat.}) \pm 0{,}09\ (\text{syst.}) \pm 0{,}05\ (\text{mod.})\ \mu\text{b}\,. \tag{8.5}$$

Es liegt bisher keine vergleichbare Messung des protondissoziativen Wirkungsquerschnitts vor.

Eine von der ZEUS-Kollaboration durchgeführte Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts ergab $\sigma_{\gamma p \to \phi p} = 0{,}96 \pm 0{,}19^{+0{,}21}_{-0{,}18}\ \mu\text{b}$ [13]. Zusammen mit dieser Messung erhält man als Verhältnis R_2 von protondissoziativem zu elastischem Wirkungsquerschnitt:

$$R_2 = 0{,}48 \pm 0{,}10\ (\text{stat.}) \pm 0{,}14\ (\text{syst.})\,. \tag{8.6}$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit Messungen der ρ^0-Produktion: $R_2 = 0{,}50 \pm 0{,}05 \pm 0{,}18$ [129]. Gemäß der Faktorisierungshypothese und Gleichung 8.4 ist Übereinstimmung nur im Fall gleicher Verhältnisse b_{pd}/b_{el} zu erwarten. Im Rahmen der Fehler trifft dies für ρ^0 und ϕ zu: $b_{pd}/b_{el}(\rho^0) = 0{,}52 \pm 0{,}03 \pm 0{,}07$ [129] und $b_{pd}/b_{el}(\phi) = 0{,}40 \pm 0{,}06 \pm 0{,}06$ [13].

Für Elektroproduktion ist bei $Q^2 \gg m_V^2$ zu erwarten, daß sich die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Vektormesonen sowohl in der elastischen als auch der protondissoziativen Streuung durch die Quarkladungen beschreiben lassen. Entsprechend den elektromagnetischen Kopplungen der Quarkladungen erwartet man das Verhältnis 9:1:2:8 für die Wirkungsquerschnitte von $\rho^0, \omega, \phi, J/\psi$.

In der elastischen Photoproduktion wurden bei Schwerpunktsenergien von etwa 70 GeV folgende Wirkungsquerschnitte gemessen: $\sigma_{\rho^0} = 10{,}8 \pm 0{,}2^{+1{,}3}_{-1{,}1}\ \mu\text{b}$ [129], $\sigma_\omega = 1{,}21 \pm 0{,}12 \pm 0{,}23\ \mu\text{b}$ [15], $\sigma_\phi = 0{,}96 \pm 0{,}19^{+0{,}21}_{-0{,}18}\ \mu\text{b}$ [13] und $\sigma_{J/\psi} = 0{,}051 \pm 0{,}005 \pm 0{,}009\ \mu\text{b}$ [14]. Während für ρ^0- und ω-Mesonen das erwartete 9:1-Verhältnis somit bereits in der Photoproduktion erreicht ist, liegen die Wirkungsquerschnitte σ_ϕ und $\sigma_{J/\psi}$ um 2,5 und 10^2 zu niedrig. Messungen der elastischen Elektroproduktion von ρ^0- und J/ψ-Mesonen [22, 23] legen nahe, daß das erwartete Verhältnis bei $Q^2 > 20\ \text{GeV}^2$ erreicht wird [132].

8.2 Pomerontrajektorie

Im Rahmen der Regge-Theorie kann aus der W-Abhängigkeit des Vorwärtswirkungsquerschnitts $d\sigma/dt|_{t=0}$ und des Steigungsparameters b gemäß Gleichung 1.26 und Gleichung 1.27 der Intercept $\alpha_0 = 1 + \epsilon$ und die Steigung α' der Pomerontrajektorie bestimmt werden. Dazu wurden die Daten in drei W-Bins eingeteilt, $W_1 \in [35\ \text{GeV}; 45\ \text{GeV}]$, $W_2 \in [45\ \text{GeV}; 60\ \text{GeV}]$ und $W_3 \in [60\ \text{GeV}; 100\ \text{GeV}]$. Die Bingrenzen wurden so gewählt, daß die einzelnen Bins möglichst gleichmäßig populiert sind. Eine Aufteilung in mehr als drei Bins ist bei gegebener Statistik und Beibehaltung der sieben p_t^2-Bins nicht sinnvoll.

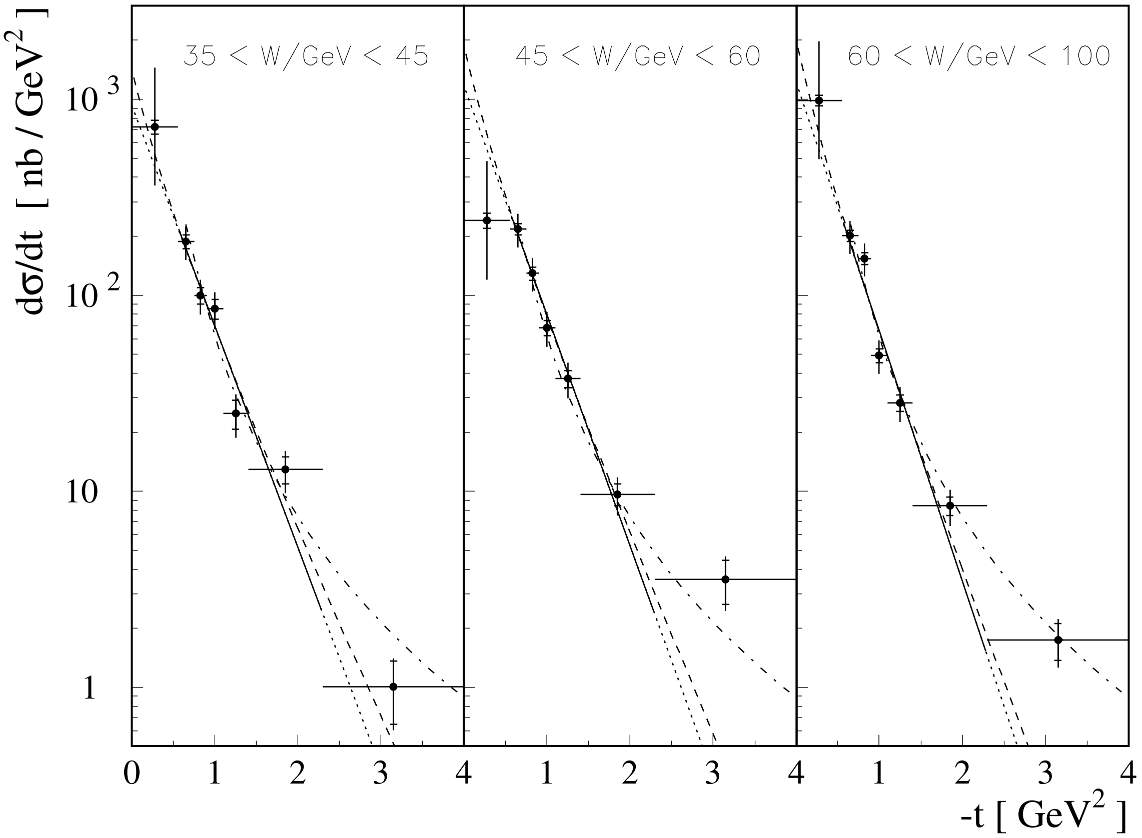


Abbildung 8.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(W_i)$ in den Bereichen $W_1 \in [35\text{ GeV}; 45\text{ GeV}]$, $W_2 \in [45\text{ GeV}; 60\text{ GeV}]$ und $W_3 \in [60\text{ GeV}; 100\text{ GeV}]$. Mit Ausnahme der gestrichpunkteten Kurve sind Fehler und Fitergebnisse wie in Abbildung 8.3 erläutert. Die Parameter der gestrichpunkteten Kurve wurden nicht neu angepaßt, sondern aus Abbildung 8.3 übernommen.

W [GeV]	$\mathcal{F}$	N_{tag}	N_{ntag}	b [GeV^{-2}]	$d\sigma/dt\|_{t=0}$ [μb/GeV^2]	σ [μb]
[35; 45]	0,0247	472 ± 33	424 ± 30	$2{,}60 \pm 0,21$	$0{,}93 \pm 0{,}18$	$0{,}36 \pm 0{,}04$
[45; 60]	0,0265	457 ± 25	475 ± 25	$2{,}70 \pm 0{,}13$	$1{,}17 \pm 0{,}16$	$0{,}43 \pm 0{,}04$
[60; 100]	0,0419	515 ± 26	472 ± 26	$2{,}93 \pm 0{,}15$	$1{,}23 \pm 0{,}19$	$0{,}42 \pm 0{,}04$
[35; 100]	0,0930	1426 ± 50	1335 ± 48	$2{,}89 \pm 0{,}10$	$1{,}32 \pm 0{,}13$	$0{,}46 \pm 0{,}03$

Tabelle 8.3: Übersicht der W-Bins. $\mathcal{F}$ bezeichnet die nach Gleichung 1.43 berechneten Flußfaktoren. Die aufgelisteten Fehler sind rein statistisch. Wie aus Tabelle 7.2 hervorgeht, beträgt der systematische wie auch der modellabhängige Fehler für die Messung von b jeweils 10%. Für σ und $d\sigma/dt|_{t=0}$ gleichermaßen 20% (sys.) und 11% (mod.).

8.2.1 W-Abhängigkeit des Steigungsparameters

Wie nach der Donnachie-Landshoff-Parametrisierung ($\alpha' \approx 0{,}25$ GeV^{-2}, siehe Abschnitt 1.3.2) zu erwarten, wächst der Steigungsparameter b mit der Schwerpunktsenergie W. In Abbildung 8.6 sind die gemessenen Werte von b gegen W aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade bei logarithmischer Abszisse ist das Resultat einer Anpassung der Form $b = b_0 + 4\alpha' \ln(W/\mathrm{GeV})$ (siehe Gleichung 1.27). Die Messung liefert

$$\alpha' = 0{,}12 \pm 0{,}09 \ \mathrm{GeV}^{-2} . \tag{8.7}$$

Dabei wurde nur der statistische Fehler berücksichtigt, da die systematischen Fehler bezüglich der W-Bins korreliert sind. Aufgrund des großen statistischen Fehlers der Messung, ist der Wert sowohl mit dem aus der pp- und $p\bar{p}$-Streuung gewonnenen Wert von $\alpha' = 0{,}13$ GeV^{-2} [54, 55] als auch $\alpha' = 0{,}25$ GeV^{-2} [41] verträglich.

Bei gegebener Statistik kann auch der Fall $\alpha' = 0$, der mit den Messungen der elastischen J/ψ-Produktion verträglich ist [69, 18], nicht ausgeschlossen werden. Da für protondissoziative Ereignisse keine zuverlässigen Resultate bei niedrigen Schwerpunktsenergien vorliegen, kann die Messung nur dadurch an Signifikanz gewinnen, daß die Zahl der beobachteten Ereignisse bei HERA nochmals wesentlich gesteigert oder der W-Bereich ausgedehnt wird.

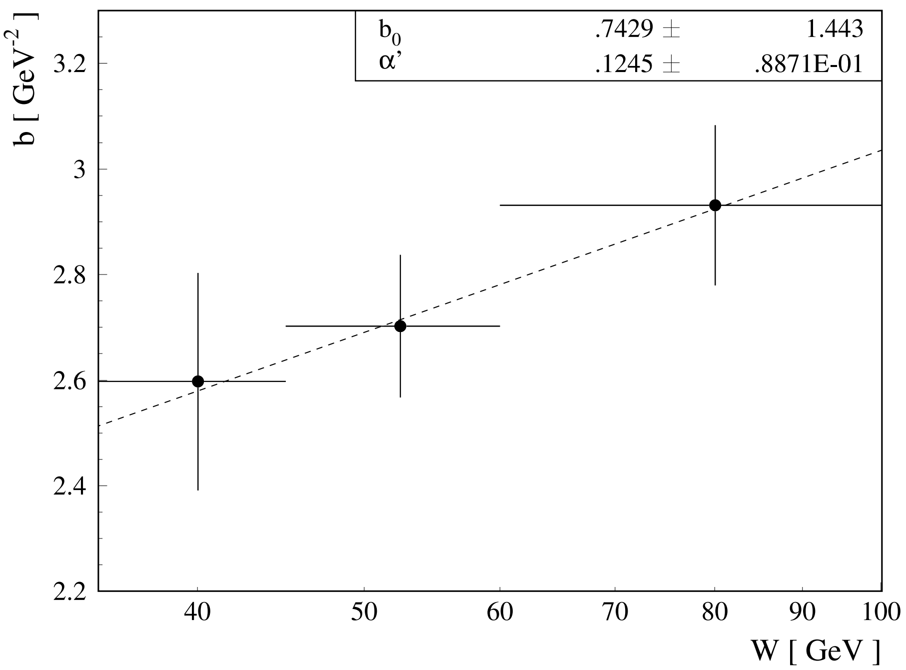


Abbildung 8.6: Abhängigkeit des Steigungsparameters b von der Schwerpunktsenergie W.

8.2.2 W-Abhängigkeit des Vorwärtswirkungsquerschnitts

Gemäß der Regge-Theorie wächst der Wirkungsquerschnitt der Vorwärtsstreuung $d\sigma/dt|_{t=0}$ mit der Schwerpunktsenergie wie $(W/W_0)^{4\epsilon}$ (siehe Gleichung 1.28). Die Ergebnisse, zusammen mit einer Anpassung der Form $d\sigma/dt|_{t=0} = p_1(W/\mathrm{GeV})^{4\epsilon}$ sind in Abbildung 8.7 dargestellt. Die Anpassung liefert

$$\epsilon = 0{,}09 \pm 0{,}08\,, \tag{8.8}$$

in guter Übereinstimmung mit dem im „weichen" Regime erwarteten Wert von 0,08.

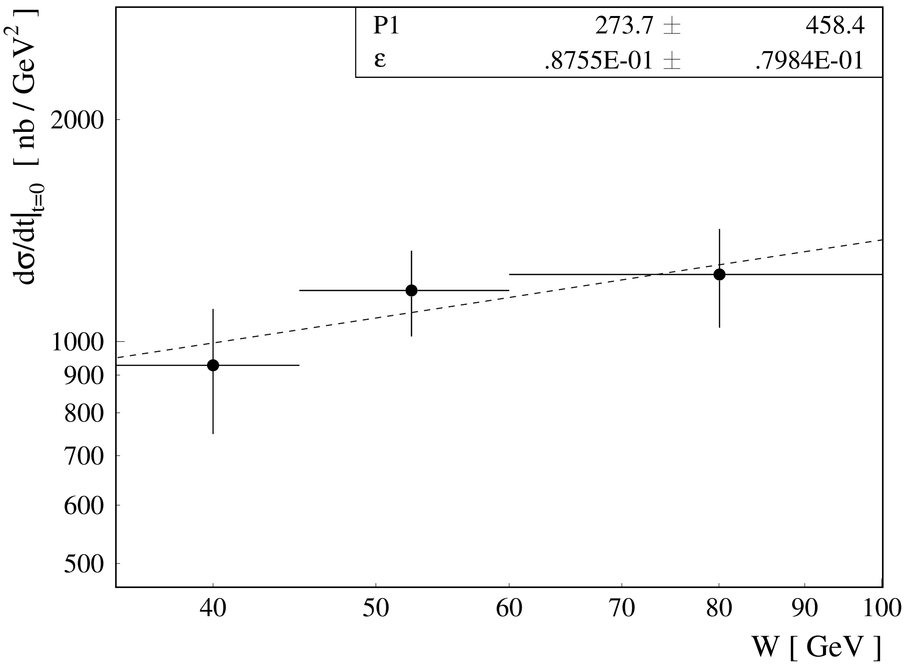


Abbildung 8.7: Entwicklung des Wirkungsquerschnitts der Vorwärtsstreuung mit der Schwerpunktsenergie W.

8.2.3 W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Der totale protondissoziative Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 8.8 für die drei Bereiche der Schwerpunktsenergie W dargestellt. Die gezeigte Anpassung ist von der Form $\sigma = \sigma_0(W/\mathrm{GeV})^{\delta}$ (siehe Gleichung 1.29). Das Resultat

$$\delta = 0{,}2 \pm 0{,}2 \tag{8.9}$$

ist typisch für „weiche" Reaktionen, wie z.B. die ρ^0-Photoproduktion. Damit liegt δ signifikant unter dem „harten" Verhalten, wie es in der J/ψ-Produktion beobachtet wird mit $\delta = 0{,}83 \pm 0{,}07$ [18]. Da auch α' und ϵ in guter Übereinstimmung mit den aus weichen Reaktionen bekannten Werten sind, kann die ϕ-Streuung auch im protondissoziativen Fall klar dem weichen Regime zugeordnet werden. Daß jedoch störungstheoretische Rechnungen im Bereich großer Impulsüberträge $|t|$ sinnvolle Ergebnisse liefern, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

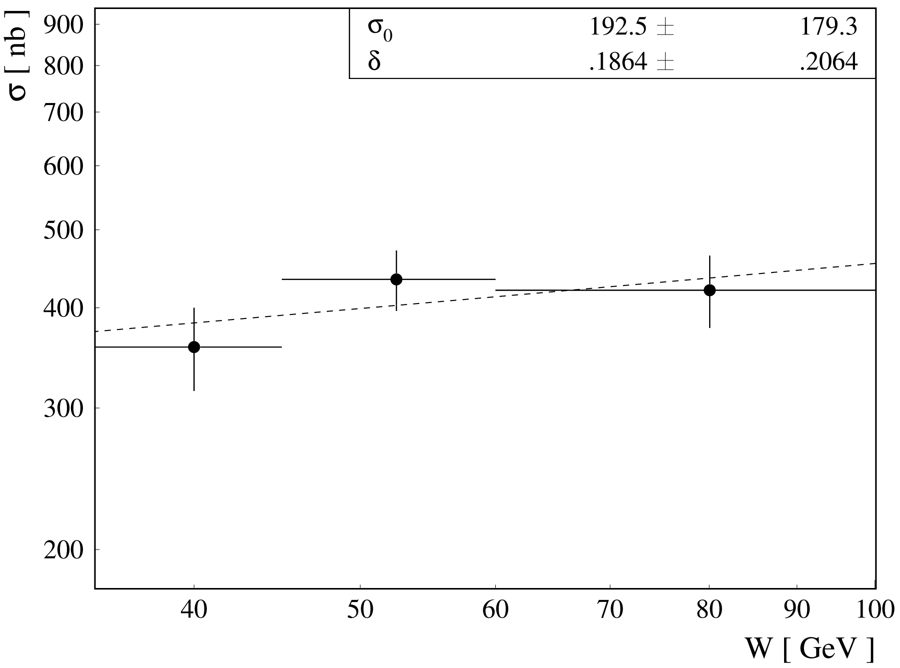


Abbildung 8.8: Entwicklung des totalen protondissoziativen Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie W.

	W/GeV	[35, 100]	[35, 45]	[45, 60]	[60, 100]
Bin	$\|t\|$ [GeV^2]	$d\sigma/dt$ [nb/GeV^2]	$d\sigma/dt$ [nb/GeV^2]	$d\sigma/dt$ [nb/GeV^2]	$d\sigma/dt$ [nb/GeV^2]
1	[0,00; 0,55]	$655 \pm 27 \ {}^{+655}_{-327}$	$724 \pm 58 \ {}^{+724}_{-362}$	$241 \pm 22 \ {}^{+241}_{-121}$	$987 \pm 60 \ {}^{+987}_{-493}$
2	[0,55; 0,75]	$221 \pm 9 \pm 40$	$188 \pm 15 \pm 34$	$218 \pm 14 \pm 39$	$201 \pm 13 \pm 36$
3	[0,75; 0,90]	$126 \pm 6 \pm 23$	$100 \pm 10 \pm 18$	$129 \pm 10 \pm 23$	$154 \pm 11 \pm 28$
4	[0,90; 1,10]	$69 \pm 4 \pm 12$	$85 \pm 10 \pm 15$	$68 \pm 6 \pm 12$	$49 \pm 4 \pm 9$
5	[1,10; 1,40]	$27 \pm 2 \pm 5$	$25 \pm 4 \pm 5$	$37 \pm 4 \pm 7$	$28 \pm 3 \pm 5$
6	[1,40; 2,30]	$11 \pm 0{,}8 \pm 2$	$13 \pm 2 \pm 2$	$9{,}7 \pm 1{,}2 \pm 1{,}7$	$8{,}4 \pm 0{,}9 \pm 1{,}5$
7	[2,30; 4,00]	$1{,}5 \pm 0{,}2 \pm 0.3$	$1{,}0 \pm 0{,}4 \pm 0{,}2$	$3{,}5 \pm 0{,}9 \pm 0{,}5$	$1{,}7 \pm 0{,}4 \pm 0{,}3$

Tabelle 8.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ in den betrachteten $|t|$- und W-Bins. Es sind statistische und systematische Fehler aufgelistet, wobei die systematischen Fehler der CJC-Effizienz und Luminosität nicht mit eingerechnet wurden. Für die Bins 2 bis 7 erhält man 18% systematischen Fehler. Im ersten Bin wurde der systematische Fehler zu 100% abgeschätzt (siehe Abschnitt 7.7.3).

8.3 Verhalten bei hohem $|t|$

Bei großen Werten von $|t|$ verliert die Regge-Theorie ihre Gültigkeit, auch das optische Modell (Abschnitt 1.3) läßt erwarten, daß Abweichungen vom exponentiellen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ auftreten.

Gleichzeitig werden störungstheoretische Rechnungen durchführbar. Diese sagen für leichte Vektormesonen einen Abfall gemäß $d\sigma/dt \propto |t|^{-3}$ voraus (Abschnitt 1.4.3). Die Anpassung der Funktion $a|t|^{-n}$ ergab für $|t| > 1$ GeV^2 mit $n = 2{,}98 \pm 0{,}15$ eine gute Übereinstimmung (Abbildung 8.3). Die angepaßte Funktion beschreibt die Meßwerte bis zu niedrigen Werten von $|t| = 0{,}55$ GeV^2. Daher wurde der Fit für den Bereich $|t| \in [0{,}55\text{ GeV}^2; 4{,}00\text{ GeV}^2]$ wiederholt (Abbildung 8.3). Die gemessene Potenz beträgt demnach $n = 3{,}06 \pm 0{,}06$.

Im Bereich $|t| \in [0{,}55\text{ GeV}^2; 1{,}40\text{ GeV}^2]$ stimmen sowohl die exponentielle Anpassung, als auch der von Ryskin, Shabelski und Shuvaev für niedrige $|t|$ vorhergesagte Verlauf gemäß Gleichung 1.48 und der Verlauf gemäß $|t|^{-3}$ weitgehend überein. Es ist zu beachten, daß die Gleichungen 1.48 und 1.49 den Steigungsparameter b für alle bisher untersuchten Vektormesonen, in protondissoziativer wie elastischer Streuung erfolgreich vorhersagen, während die einfache $|t|^{-3}$ Abhängigkeit nur für protondissoziative Streuung im Bereich $|t| \gg 0{,}1$ GeV^2 vorhergesagt wird [59].

Die $|t|^{-3}$-Abhängigkeit wurde kürzlich von der ZEUS-Kollaboration für ρ^0- und ϕ-Mesonen bestätigt (siehe [133] und Referenzen dort), Messungen der protondissoziativen Streuung des ω-Mesons stehen noch aus.

Anmerkung: Im Gegensatz zur Beobachtung des wie $W^{0,9}$ steigenden Wirkungsquerschnitts der J/ψ-Produktion widerspricht die $|t|^{-3}$-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ nicht dem Regge-Modell des Ein-Pomeron-Austauschs, da die Regge-Theorie nur für kleine $|t|$ Vorhersagen macht. Dennoch erweist sich der untersuchte t-Bereich als höchst interessant, da der Übergang von der Gültigkeit der Regge-Theorie zur Anwendbarkeit der pQCD beobachtet wird.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Photoproduktion von ϕ-Mesonen in diffraktiv protondissoziativer Streuung ($\gamma p \to \phi Y$) bei einer mittleren γp-Schwerpunktsenergie $<W>$ von 57 GeV und quadratischen Impulsüberträgen am $\gamma\phi$-Vertex bis zu $|t| = 4$ GeV^2 untersucht.

Die analysierten Datensätze basieren auf einer genutzten integrierten Luminosität von 7,43 pb^{-1}. Dabei handelt es sich um Daten, die in den Jahren 1996 und 1999 gesammelt wurden, den HERA Betriebsperioden, in denen bisher bei H1 ein effizienter Trigger für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen eingesetzt wurde.

Der Trigger nutzt alle drei derzeit aktiven H1-Triggerstufen (L1, L2, L4). Für L4 wurde ein sogenannter L4-Finder entwickelt und seit Anfang 1999 eingesetzt, der ϕ-Mesonen in protondissoziativer und elastischer Photo- und Elektroproduktion selektiert. Zum Erfolg des Triggers hat vor allem der neuronale Trigger zweiter Stufe (L2NN) beigetragen. Dessen Weiterentwicklung und Betrieb waren ein Schwerpunkt bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Der Nachweis der ϕ-Mesonen erfolgte über den Zerfall $\phi \to K^+K^-$. Zur Identifikation der Kaonen wurde die dE/dx-Messung der zentralen Spurkammern eingesetzt. Außerdem wurden Spurkammern und LAr-Kalorimeter genutzt, um Untergrundereignisse, bei denen weitere Teilchen erzeugt werden, zu unterdrücken. Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ wurden die Daten in sieben Bins des Quadrats des Transversalimpulses p_t^2 des ϕ-Mesons eingeteilt. Zur Trennung protondissoziativer und elastischer Ereignisse wurden die Vorwärtsdetektoren genutzt, um Vorwärtsaktivität nachzuweisen.

Die Zahl der resonanten Ereignisse wurde in jedem Bin durch einen Fit an das Signal in der $dN/dM_{K^+K^-}$-Verteilung gewonnen. Zur Beschreibung des Signals wurde eine relativistische Breit-Wigner-Funktion mittels Monte-Carlo-Technik mit der Detektorauflösung gefaltet. Der nichtresonante Untergrund wurde durch eine empirische zweiparametrige Funktion beschrieben und abgezogen. In jedem Bin wurde die Zahl der protondissoziativen Ereignisse durch eine Entfaltung aus der Zahl der beobachteten Ereignisse mit und ohne Vorwärtsaktivität gewonnen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ wurden durch eine Entfaltung der dN/dp_t^2-Verteilungen bestimmt, wobei dN die Zahl der protondissoziativen Ereignisse in einem p_t^2-Bin bezeichnet.

Eine Anpassung gemäß $d\sigma/dt \propto e^{bt}$ im Bereich $|t| \in [0{,}55\ \text{GeV}^2; 2{,}30\ \text{GeV}^2]$ liefert für den exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnitts $b = 2{,}89 \pm 0{,}10$ (stat.) $\pm$ 0,29 (syst.) $\pm$ 0,29 (mod.) GeV^{-2}.

Dieser Wert übertrifft bisherige Messungen an Genauigkeit und stimmt gut mit der Regge-motivierten Vorhersage von Ryskin, Shabelski und Shuvaev überein. Durch die Extrapolation zu $t = 0$ wurden erstmalig die Wirkungsquerschnitte σ und $d\sigma/dt|_{t=0}$ für $\gamma p \to \phi Y$ bestimmt. Es ergibt sich $\sigma = 0{,}46 \pm 0{,}03$ (stat.)$\pm 0{,}09$ (syst.)$\pm 0{,}05$ (mod.) μb und $d\sigma/dt|_{t=0} = 1{,}32 \pm 0{,}13$ (stat.)$\pm 0{,}26$ (syst.)$\pm 0{,}15$ (mod.) μb/GeV^2. Durch den Vergleich mit dem von der ZEUS-Kollaboration gemessen Vorwärtswirkungsquerschnitt $d\sigma/dt|_{t=0}$ der elastischen ϕ-Produktion ergibt sich das Verhältnis R_1 von $d\sigma_{pd}/dt|_{t=0}$ zu $d\sigma_{el}/dt|_{t=0}$ als $R_1 = 0{,}18 \pm 0{,}06$ (stat.) $\pm\, 0{,}06$ (syst.), in Übereinstimmung mit der pp-Streuung und ρ^0-Produktion. Dies stützt die Faktorisierungshypothese.

Indem die Ereignisse in drei W-Bins eingeteilt wurden, konnte die Abhängigkeit des Steigungsparameters b und der Wirkungsquerschnitte σ und $d\sigma/dt|_{t=0}$ von der Schwerpunktsenergie W untersucht werden. Dabei ergab sich als Steigung der Pomerontrajektorie $\alpha' = 0{,}12 \pm 0{,}09$ GeV^{-2} und als Intercept der Pomerontrajektorie $1 + \epsilon = 1{,}09 \pm 0{,}08$. Diese Werte sind mit der Donnachie-Landshoff-Parametrisierung ($\epsilon = 0{,}08$, $\alpha' = 0{,}25$ GeV^{-2}) verträglich.

Für den Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie W ergab sich bei Anpassung eines $\sigma \propto W^\delta$ Ansatzes $\delta = 0{,}2 \pm 0{,}2$. Damit kann das, in der J/ψ-Produktion beobachtete, „harte“ Verhalten $\delta \approx 0{,}8$ für die protondissoziative Produktion von ϕ-Mesonen ausgeschlossen werden. Aus den Beobachtungen folgt, daß sich das ϕ-Meson auch in protondissoziativer Photoproduktion dem „weichen“ Regime zuordnen läßt.

Bei großem $|t|$ ist die Regge-Theorie nicht anwendbar und die erwähnte Vorhersage von Ryskin, Shabelski und Shuvaev verliert ihre Gültigkeit. Gleichzeitig werden Rechnungen der perturbativen QCD möglich. Das beobachtete Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ stimmt gut mit dem in pQCD-Rechnungen von Ivanov und Ginzburg et al. vorhergesagten $|t|^{-3}$ Verhalten überein. Dies stützt die Annahme, daß neben m_V^2 und Q^2 auch $|t|$ eine „harte“ Skala liefern kann und dadurch auch in der Photoproduktion leichter Vektormesonen pQCD anwendbar wird.

Ausblick

Die entwickelte Triggerbedingung für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen ist auch im Betriebsjahr 2000 aktiv. Eine Erhöhung der Statistik um etwa 50% bis zur HERA-Umrüstung ist realistisch.

Außer den Ereignissen der Photoproduktion wurde in den Jahren 1996, 1997 und 1999 auch eine große Anzahl von ϕ-Ereignissen in Elektroproduktion aufgezeichnet. Es ist zu erwarten, daß diese Daten es ermöglichen werden, die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 mit gegenüber bestehenden Messungen verbesserter Präzision zu untersuchen. Von besonderem Interesse ist dabei, ob bei hinreichend großem Q^2 auch in der ϕ-Produktion „hartes“ Verhalten, d.h. ein steil mit W anwachsender Wirkungsquerschnitt, beobachtet werden kann.

Die HERA-Umrüstung soll zu erheblich gesteigerter Luminosität führen, wodurch auch die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ für Υ-Mesonen ermöglicht würde. Außerdem ist geplant, das Triggersystem in seiner Leistungsfähigkeit deutlich zu steigern. Die Einführung des FFT (fast track trigger) [134] auf der ersten Triggerstufe wird die Nachweisschwelle bis auf Transversalimpulse von etwa 100 MeV senken, wodurch für ϕ-Mesonen der Bereich sehr niedriger $|t|$ erschlossen würde. Die Inbetriebnahme der DDB2 wird die Möglichkeiten der Datenvorverarbeitung gegenüber der aktuellen DDB enorm verbessern. Es ist zu erwarten, daß dies zu einer erheblichen Leistungssteigerung des L2NN-Triggers führen wird, wodurch möglicherweise bisher unbeobachtbare Reaktionen getriggert werden können.

Es scheint sicher, daß der Beobachtung der Vektormesonproduktion bei höchsten $|t|$ gesteigertes Interesse zukommen wird und dadurch ein wichtiger Beitrag zum besseren Verständnis der starken Wechselwirkung geliefert werden kann.

Literaturverzeichnis

[1] U. Camerini et al., *Photoproduction of the ψ Particles*, Phys. Rev. Lett. **35**, S. 483–486, (1975)

[2] R.M. Egloff et al., *Measurements of Elastic ρ- and ϕ-Meson Photoproduction Cross Sections on Protons from 30 to 180 GeV* Phys. Rev. Lett. **43**, S. 657–660, (1979)

[3] D. Aston et al., *Photoproduction of ρ^0 and ω on Hydrogen at Photon Energies of 20 to 70 GeV*, Nucl. Phys. **209**, S. 56–76, (1982)

[4] M. Binkley et al., *J/ψ Photoproduction from 60 to 300 GeV/c* Phys. Rev. Lett. **48**, S. 73, (1982)

[5] B.H. Denby et al., *Inelastic and Elastic Photoproduction of J/ψ (3097)*, Phys. Rev. Lett. **52**, S. 795, (1984)

[6] NA-14-Kollaboration, *Measurement of J/ψ and ψ' Real Photoproduction on Lithium-6 at a Mean Energy of 90 GeV*, Z. Phys. **C33**, S. 505, (1987)

[7] EMC-Kollaboration, *Exclusive ρ^0 and ϕ production in deep inelastic muon scattering*, Z. Phys. **C39**, S. 169, (1988)

[8] E687-Kollaboration, *A measurement of elastic J/ψ photoproduction cross section at Fermilab E687*, Phys. Lett. **B316**, S. 197, (1993)

[9] NMC-Kollaboration, *Exclusive ρ^0 and ϕ muonproduction at large Q^2*, Nucl. Phys. **429**, S. 503, (1994)

[10] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of the Cross Section for the Reaction $\gamma p \to J/\psi\, p$ with the ZEUS Detector at HERA*, Phys. Lett. **B350**, S. 120–134, (1995)

[11] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic ρ^0 Photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C69**, S. 39–54, (1995)

[12] H1-Kollaboration, *Elastic Photoproduction of ρ^0 Mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B463**, S. 3–32, (1996)

[13] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic ϕ Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B377**, S. 259–272, (1996)

[14] H1-Kollaboration, *Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B472**, S. 3–31, (1996)

[15] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic ω Photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C73**, S. 73–84, (1996)

[16] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic J/ψ Photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C75**, S. 215–228, (1997)

[17] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic Υ Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B437**, S. 432–444, (1998)

[18] H1-Kollaboration, *Elastic Photoproduction of J/ψ and Υ Mesons at HERA*, DESY-interner Bericht, DESY 00-37, (2000)

[19] ZEUS-Kollaboration, *Exclusive ρ^0 production in deep inelastic electron-proton scattering at HERA*, Phys. Lett. **B356**, S. 601–616, (1995)

[20] H1-Kollaboration, *Elastic Electroproduction of ρ^0 and J/ψ Mesons at large Q^2 at HERA*, Nucl. Phys. **B468**, S. 3–36, (1996)

[21] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of the Reaction $\gamma^* p \to \phi p$ in Deep Inelastic e^+p Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B380**, S. 220–234, (1996)

[22] H1-Kollaboration, *Elastic Electroproduction of ρ Mesons at HERA*, hep-ex/9902019, (1999)

[23] H1-Kollaboration, *Charmonium production in deep inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. **C10**, S. 373–393, (1999)

[24] H1-Kollaboration, *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **B386**, S. 310–347, (1997)

[25] H1-Kollaboration, *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **B386**, S. 348, (1997)

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

[27] G. Alberi, G. Goggi, *Diffraction of Subnuclear Waves*, Phys. Rep. **74**, S. 1, (1981)

[28] K. Goulianos, *Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies*, Phys. Rep. **101**, S. 169–219, (1983)

[29] D.H. Perkins, *Hochenergiephysik*, 3. Auflage, Addison-Wesley, (1990)

[30] A.B. Kaidalov, *Diffractive Production Mechanisms*, Phys. Rep. **50**, S. 157–226, (1979)

[31] E. Levin, *Everything about Reggeons*, DESY 97-213, (1997)

[32] P.D.B. Collins, *An Introduction to Regge–Theory and High-Energy Physics*, Cambridge university press, Cambridge, (1977)

[33] T. Regge, *Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation*, Nuovo Cimento **18**, S. 947, (1960)

[34] G.F. Chew, S.C. Frautschi, *Principle of Equivalence for all Strongly Interacting Particles within the S–Matrix Framework.* Phys. Rev. Lett. **7**, S. 394, (1961)

[35] WA91–Kollaboration, *Observation of a narrow scalar meson at 1450 MeV in the reaction* $pp \rightarrow p_f(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)p_s$ *at* 450 GeV/*c* *using the CERN Omega Spectrometer* Phys. Lett. B324, S. 509–514, (1994)

[36] I.Y. Pomeranchuk, Sov. Phys. **3**, S. 306, (1956)

[37] L.B. Okun, I.Y. Pomeranchuk, Sov. Phys. JETP **3**, S. 307, (1956)

[38] J.R. Forshaw, D.A. Ross, *Quantum Chromodynamics and the Pomeron*, Cambridge Lecture Notes in Physics **9**, (1997)

[39] L.F. Foldy, R.F. Peierls, Phys. Rev. **130**, S. 1585, (1963)

[40] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Total Cross Sections*, Phys. Lett. **296**, S. 227–232, (1992)

[41] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *pp and* $\bar{p}p$ *Elastic Scattering*, Nucl. Phys. **B231**, S. 189–204, (1984)

[42] Y. Akimov et al., *Analysis of diffractive* $pd \rightarrow Xd$ *and* $pp \rightarrow Xp$ *interactions and the test of the finite-mass sum rule*, Phys. Rev. **D14**, S. 3148–3152, (1976)

[43] B. List, A. Mastroberardino, *DIFFVM - A Monte Carlo Generator for Diffractive Processes in ep Scattering*, DIFFVM Manual, (1998)

[44] J.J. Sakurai, *Vector-meson Dominance and High-Energy Electron-Proton inelastic Scattering* Phys. Rev. Lett. **22**, S. 981–984, (1969)

[45] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D54**, (1996)

[46] H1-Kollaboration, *Measurement of the total photon-proton cross-section and its decomposition at 200 GeV center-of-mass energy*, Z. Phys. **C69**, S. 27–38, (1995)

[47] C.W. von Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Z. Phys. **88**, S. 612, (1934)

[48] E.J. Williams, *Nature of high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae*, Phys. Rev. **45**, S. 729, (1934)

[49] V.M. Budnev et al., *Equivalent Photon Approximation*, Phys. Rep. **C15**, S. 181, (1975)

[50] J.R. Smith, *Polarization decomposition of fluxes and kinematics in ep reactions*, H1-note 282, (1993)

[51] J.R. Smith, B.D. Burow, *Photon fluxes with particle beam mass effects and polarizations*, H1-note 338, (1993)

[52] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Improving the Weizsäcker-Williams approximation in electron - proton collisions*, Phys. Lett. **B319**, S. 339–345, (1993)

[53] M.G. Ryskin, Y.M. Shabelski, A.G. Shuvaev, *t-Dependences of Vector Meson Diffractive Production in ep Collisions*, Phys. Lett. **B446**, S. 48–52, (1999)

[54] J.P. Burq et al., *Experimental Results on pp Forward Elastic Scattering and the Possibility of Universal Shrinkage of the Hadronic Diffracition Cone*, Phys. Lett. **B109**, S. 124–128, (1982)

[55] J.P. Burq et al., *Soft $\pi^- p$ and pp Scattering in the Energy Range* 30 *to* 345 *GeV*, Nucl. Phys. **B217**, S. 285–335, (1982)

[56] S.J. Brodsky, L. Frankfurt, J.F. Gunion, A.H. Mueller, M. Strikman, *Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD*, Phys. Rev. **D50**, S. 3134–3144, (1994)

[57] M.G. Ryskin, *Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD*, Z. Phys. **C57**, S. 89–92, (1993)

[58] D. Krücker, *Modelle für die elastische J/ψ-Produktion bei HERA*, Dissertation, Technische Hochschule Aachen, (1995)

[59] I.F. Ginzburg, S.L. Panfil, V.G. Serbo, *Semihard $\gamma\gamma \to V_1V_2$, $\gamma\gamma \to V = X$ Processes ($V = \rho^0, \omega, \phi, \gamma$). The possibility of the experimental investigation of the QCD pomeron*, Nucl. Phys. **B284**, S. 685–708, (1987)

[60] D.Y. Ivanov, *Diffractive light vector meson production at large momentum transfers*, Phys. Rev. **D53**, S. 3564–3572, (1996)

[61] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin, Sov. Phys. JTEP 44, S. 443, (1976)

[62] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin, Sov. Phys. JTEP 45, S. 199, (1977)

[63] Y.Y. Balitskij, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. B28, S. 822, (1978)

[64] S. Okubo, *ϕ Meson and Unitary Symmetry Model*, Phys. Lett. **5**, S. 165, (1963)

[65] G. Zweig, CERN Preprints, Th 401, 412, (1964)

[66] J. Iizuka, Suppl. Progr. Theor. Phys. **37-38**, S. 21, (1966)

[67] H. Abramowicz, A.C. Caldwell, *HERA collider Physics*, Rev. Mod. Phys. **71**, S. 1274, (1999)

[68] J. Möck, *Untersuchung diffraktiver J/ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen*, Dissertation, Technische Universität München, (1997)

[69] A. Levy, *Evidence for no shrinkage in elastic photoproduction of J/ψ*, Phys. Lett. **B424**, S. 191–194, (1998)

[70] S.V. Levonian, *Soft Interactions and Diffraction Phenomena*, H1-interner Bericht, H1-11/96-504, (1996)

[71] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Small x: Two Pomerons!*, Phys. Lett. **B437**, S. 408–416, (1998)

[72] H1-Kalorimetergruppe, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. Meth. **A 336**, S. 460–498, (1993)

[73] H1-SpaCal-Gruppe, *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, DESY 95-250, (1995)

[74] H1-SpaCal-Gruppe, *Hadronic Response and e/π Separation with the H1 Lead/Fibre Calorimeter*, DESY 95-165, (1995)

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

[76] K.L. Hewitt, *The Detection and Triggering of Forward Muons using the H1 Detector*, Diplomarbeit, Universität Birmingham, (1996)

[77] H1-Kollaboration, *First measurement of the deep inelastic structure of proton diffraction*, Phys. Lett. **B348**, S. 681, (1995)

[78] D. Handschuh, *Studien zum Protoneninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung*, Dissertation, Univ. Hamburg, (1993)

[79] J.C. Bizot et al., *Status of simulation for a topological level 2 trigger*, H1-interner Bericht, H1-02/92-212, DESY, (1992)

[80] E. Barrelet et al., *The hardware implementation of L3 triggers in H1*, H1-interner Bericht, H1-12/88-100, DESY, (1988)

[81] D. Westner, *Ein neuronaler Netzwerktrigger für die Produktion von J/ψ–Teilchen in ep-Streuung ($J/\psi \to e^+e^-$)*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1996)

[82] H.-P. Beck, *Principles and Operation of the z-vertex Trigger*, H1-interner Bericht, H1-05/96-479, (1996)

[83] V. Blobel, *The BOS System — Dynamic memory management*, DESY-interner Bericht, DESY R1-88-01, (1988)

[84] F. Gaede, *Exklusive Produktion von ϕ-Mesonen in ep-Streuung am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Christian–Albrechts–Universität Kiel, (1997)

[85] H1-Kollaboration, *A pipelined first level trigger for the H1 forward muon spectrometer*, Nucl. Inst. Meth. **A364**, S. 456–472, (1995)

[86] V. Blobel, *The F-package for input-output*, in *Proc. Int. Conf on Computing in High Energy Physics* **92**, Ed. C. Verkerk, W. Wojcik, CERN-Report 92-07, S. 755, Genf, (1992)

[87] B. Müller, J. Reinhardt, M.T. Strickland, *Physics of Neural Networks*, Springer, Berlin, (1990)

[88] R. Hecht-Nielsen, *Neurocomputing*, Addison-Wesley, (1991)

[89] A. Zell, *Simultion Neuronaler Netze*, Addison-Wesley, (1994)

[90] W.S. McCulloch, W. Pitts, *A Logical Calculus of the Ideas Immanent in Nervous Activity*, Bull. Math. Biophys. **5**, (1943)

[91] A.K. Kolmogorov, *On the Representation of Continuous Functions of Several Variables by Superposition of One Variable and Addition*, Dokl. Akad. Nauk. **114**, S. 953, (1957)

[92] R.J.P. de Figueiredo, *Implications and Applications of Kolmogorov's Superposition Theorem*, J. Math. Anal. **38**, S. 1227, (1980)

[93] R. Hecht-Nielsen, *Kolmogorov's Mapping Neural Network Existence Theorem*, IEEE First Annual Int. Cponf. on Neural Networks, Band III, (1987)

[94] K. Hornik, M. Stinchcomb, H. White, *Multilayer FeedForward Networks are Universal Approximators*, Neural Networks **2**, S. 359, (1989)

[95] G. Cybenko, *Approximation by superpositions of sigmoidal functions*, Math. of Control, Signals, and Systems **2**, S. 303, (1989)

[96] M.D. Richard, R.P. Lippman, *Neural Network classifiers estimate bayesian a posteriori probabilities*, Neural Computation **3**, S. 461, (1991)

[97] D.E. Rumelhardt, J.L. McClelland, *Extrapolations in the Microstructure of Cognition*, in Parallel Distributed Processing Vol. 1 and 2, Cambridge, (1986)

[98] D.E. Rumelhart, G.E. Hinton, R.J. Williams, *Learning Representations by Back–propagating Errors*, Nature **323**, S. 533, (1986)

[99] S. Udluft, *Untersuchungen zu Neuronalen Netzen als Vertextrigger im H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1996)

[100] P. Ribarics et al., *Constructed Networks for Background Encapsulation in the Second–Level Trigger of the H1-Experiment*, in *New Computing Techniques in Physics Research*, Vol. III, Ed. K.-H. Becks, D. Perret–Gallix, S. 429–434, World Scientific, Singapur, (1993)

[101] P. Ribarics, *L2-L3 Background Rejector Based on the Encapsulation of Background Clusters*, H1-interner Bericht H1-08/93-310, (1993)

[102] L. Janauschek, *Untersuchungen zur Untergrundreduktion mit einem neuronalen Trigger beim H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1998)

[103] Adaptive Solutions Inc., *CNAPS Release Notes 2.0*, Beaverton Or., (1993)

[104] J.J. Hopfield, D.I. Feinstein, R.G. Palmer, *„Unlearning“ Has a Stabilizing Effect in Collective Memories*, Nature **304**, S. 158, (1983)

[105] R. Salomon, J.L. van Hemmen, *Accelerating steepest-descent procedures through dynamic self-adaption*, Technische Universität München, (1994)

[106] S. Schmidt, *Untersuchungen zur Verbesserung des neuronalen Triggers beim H1-Experiment durch Datenaufbereitung mit Hilfe topologischer Korrelationen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, (2000)

[107] J.H. Köhne et al., *Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A389**, S. 128, (1997)

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

[109] A. Gruber, *Untersuchung von $D^{*\pm}$-Ereignissen am H1-Experiment unter Berücksichtigung des Level-2-Triggers*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1997)

[110] D. Ellgaß, *Untersuchungen zum Triggern photoproduzierter ϕ-Mesonen in ep-Kollisionen bei HERA mit Hilfe neuronaler Algorithmen*, Zulassungsarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1999)

[111] R.Y. Rubinstein, *Simulation and the Monte Carlo Method*, John Wiley and Sons, Inc., New York, (1981)

[112] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82**, S. 74, (1994)

[113] H1-Kollaboration, *Guide to Simulation program H1SIM*, H1 Software Note 03-11/89, Ed. J. Meyer, (1991)

[114] CERN Application Software Group, *GEANT — Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library W5013

[115] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini, *PAW — Physics Analysis Workstation*, CERN Program Library Q121, (1993)

[116] F. Jacquet, A. Blondel, *Report from the study group on detectors for charged current events.* In U. Amaldi ed. *Proceedings of the study of the ep facility for Europe*, Vol. 79/48, S. 391, (1979)

[117] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiations through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics* Vol. 1, Ed. E. Segre, John Wiley & Sons, New York, (1953)

[118] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, zweite Auflage, Springer-Verlag, (1994)

[119] J. Steinhart, *Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions–Wirkungsquerschnitts durch die Rekonstruktion von λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei HERA*, Dissertation, Univ. Hamburg, (1999)

[120] J. Steinhart, persönliche Mitteilung, (3. Juni 1999)

[121] F. James, M. Roos, *MINUIT — Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library D506, (1994)

[122] V. Blobel, *Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments*, in Proc. 1984 CERN School of Computing, CERN 85-09, S. 88ff, (1984)

[123] G. Zech, *Comparing statistical data to Monte Carlo simulation — parameter fitting and unfolding*, DESY 95-113, (1995)

[124] G. D'Agostini, *A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem*, Nucl. Instr. Meth. **A 362**, S. 487, (1995)

[125] G. D'Agostini, *Probability and Measurement Uncertainty in Physics — a Bayesian Primer —*, hep-ph/9512295, (1995)

[126] J. Dichtl, *Neuronale Trigger für Heavy Quarkonium Production bei HERA*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1999)

[127] B. Reisert, persönliche Mitteilung, (1999)

[128] R. Brun, P. Zanarini, *KUIP — Kit for a User Interface Package*, CERN Program Library I202, (1988)

[129] ZEUS-Kollaboration, *Elastic and Proton-Dissociative ρ^0 Photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C2**, S. 247–267, (1998)

[130] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of diffractive photoproduction of vector mesons at large momentum transfer at HERA*, hep-ex/9910038, (1999)

[131] H1-Kollaboration, *Proton Dissociative ρ and Elastic ϕ Electroproduction at HERA*, Z. Phys. **C75**, S. 607–618, (1997)

[132] C. Kiesling, *Heavy Quarkonium Production at HERA*, MPI-PhE/99-15, Max-Planck-Institut f. Phys. München, (1999)

[133] J.A. Crittenden, *Topical Results on Vector-Meson Production from the HERA Collider Experiments*, hep-ex/9910068, (1999)

[134] H1-Kollaboration, *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*, H1-interner Bericht, PRC 99/06, (1999)

Index

Danksagung

Diese Arbeit wurde innerhalb der H1-Gruppe des Münchner Max-Planck-Instituts für Physik angefertigt. Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe für die gute Zusammenarbeit und zahllose Diskussionen in freundlicher und harmonischer Atmosphäre.

Dabei soll auch die angenehme Zusammenarbeit mit weiteren Kollegen innerhalb der H1-Kollaboration nicht unerwähnt bleiben, die ich in häufigen Aufenthalten am DESY oder bei Tagungen kennenlernen durfte. Insbesondere danke ich allen H1-Mitgliedern, die durch ihren Einsatz für Hardware und Software des H1-Experiments vorliegende Analyse ermöglicht haben.

Besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Christian Kiesling für die vielen motivierenden und fruchtbaren Diskussionen sowohl über physikalische als auch algorithmische Themen, für die Freiheit in der Auswahl des Themas und der Durchführung der Arbeit und das in mich gesetzte Vertrauen.

Prof. Dr. G. Buschhorn danke ich besonders für die Unterstützung und viele gute Ratschläge.

Den ehemaligen Mitgliedern der L2NN-Gruppe, Dr. Jobst Köhne, Dr. Thomas Krämerkämper, Dr. Jürgen Möck, Dr. Frank Gaede danke ich für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau des L2NN. Den aktuellen Mitgliedern der L2NN-Gruppe, Ludger Janauschek, Sebastian Schmidt, Dr. Katarina Tzamariudaki, Guido Nellen und Birger Koblitz danke ich für die derzeitige Betreuung des L2NN.

Dr. Armin Wegner danke ich für die vielen Tricks und Techniken der Physikanalyse, die ich von ihm gelernt habe. Markus Enzenberger danke ich für viele hilfreiche Tricks und Techniken der effizienten UNIX-Nutzung. Prof. Dr. Sergey Levonian danke ich für seine unbürokratische Art beim Aktivieren des L4-Finders für ϕ-Mesonen. Dr. Alexej Babaev danke ich für seine ständige Hilfsbereitschaft bei Hardware Problemen in Halle Nord. Josef Huber, Marlene Schaber, Thomas Kobler sowie Uwe Leupold danke ich für ihre Hilfe bei „sonstigen Problemen“. Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung.

Besonderer Dank gilt Martina, die mir durch ihr liebevolles Verständnis immer eine Stütze war, und Grisu für seine unverwüstliche gute Laune.

Curriculum vitae

Angaben zur Person:	
Name:	Steffen Udluft
Geburtsdatum:	11. April 1969
Geburtsort:	München
Schulausbildung:	
1975 – 1979	Volksschule am Gernerplatz, Puchheim
1979 – 1988	Gymnasium Puchheim
29. Juni 1988	Abitur
Wehrdienst:	
Januar 1989 – März 1990	Grundwehrdienst, Radarführungskompanie Freising
Hochschulausbildung:	
WS 1990/91 – SS 1996	Studium der Physik (Diplom) an der Ludwig-Maximilians-Universität, München
Juni 1995 – Juni 1996	Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Physik Thema der Diplomarbeit: *Untersuchungen zu Neuronalen Netzen als Vertextrigger im H1-Experiment bei HERA.*
23. September 1996	Abschluß: Diplom-Physiker (Univ.)
Seit 1. November 1996	Promotions-Stipendiat der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. am Institut für Physik