Messung der Gluondichte im Photon
und
Entwicklung eines neuronalen Triggers

Vom Fachbereich Physik

der Universität Dortmund

zur Erlangung des akademischen Grades

eines Doktors der Naturwissenschaften

genehmigte

Dissertation

von

Diplomphysiker

Thomas Krämerkämper

aus Castrop-Rauxel

Fachbereich Physik der Universität Dortmund

Dortmund, Januar 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Mit dem H1-Experiment am Elektron-Proton-Speicherring HERA, das 1992 seinen Betrieb aufgenommen hat, können Elektron-Proton-Stöße bei hohen Schwerpunktsenergien von rund 300 GeV beobachtet werden. Der größte Teil der dabei beobachteten Wechselwirkungen rührt von Photoproduktionsprozessen her, bei denen ein von einem einlaufenden Elektronen abgestrahltes, quasireelles Photon am Proton gestreut wird. Ein kleiner Teil dieser Photoproduktionsereignisse weist Jets mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand auf, die quantitativ nicht alleine mit einer punktförmigen Kopplung des Photons an Konstituenten des Protons erklärt werden können. Eine gute Beschreibung der Beobachtungen gelingt stattdessen mit einer partonischen Struktur des Photons, die zu Parton-Parton-Streuungen mit den Partonen des Protons führt [1, 2]. Im Rahmen der perturbativen QCD können zwar die Parton-Parton-Streuprozesse selbst berechnet werden, nicht jedoch die Partonverteilungen im Photon. Aus tiefinelastischen ep- und eγ-Streuungen bei HERA und LEP sind die Partonverteilungen des Protons und der Quarkanteil im Photon bereits relativ genau bekannt. Eine erste Messung der Gluondichte im Photon [29] weist noch große systematische und statistische Fehler auf, so daß ein Gluonbeitrag in dem bisher zugänglichen kinematischen Bereich noch nicht eindeutig nachgewiesen werden konnte. Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wird diese Messung mit verbesserter Statistik und Methodik wiederholt, wobei zusätzlich der kinematische Bereich erweitert wurde. Hierzu werden Ereignisse der Datennahmeperiode 1995 verwendet.

Für Photoproduktionsereignisse bei HERA stellt der Trigger eine große Herausforderung dar, da über einen weiten kinematischen Bereich das durch das Strahlrohr auslaufende Elektron nicht beobachtet wird. Der hadronische Endzustand ist aber selbst bei großen Transversalimpulsen in Echtzeit nur schwer von Untergrundereignissen, die mit wesentlich größerer Rate auftreten, zu trennen. Um solche Ereignisse besser trennen zu können, ist im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiges Triggersystem mitentwickelt worden, welches auf dem Einsatz künstlicher neuronaler Netze basiert. Neuronale Netze bieten gegenüber herkömmlichen Triggeralgorithmen zwei wesentliche Vorteile: Sie können die richtige Entscheidung anhand von Beispielereignissen lernen. Es ist dadurch nicht erforderlich, die zu triggernden Ereignisse explizit zu beschreiben, was verhältnismäßig schwierig wäre. Außerdem bestehen die neuronalen Netze aus parallel organisierten Neuronen, so daß auch komplizierte Abbildungen beim Lernen automatisch parallelisiert werden. Mit speziellen Parallelrechnern kann die Echtzeitberechnung der neuronalen Netze dadurch sehr schnell durchgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hauptsächlich der Aufbau eines solchen Parallelrechnersystem im H1-Experiment durchgeführt und die komplexe Steuersoftware entwickelt. Das fertige Gesamtsystem wird in dieser Arbeit umfassend dargestellt. Im letzten Teil dieser Arbeit wird schließlich die Entwicklung eines neuronalen Netzes zum Triggern von Photoproduktionsereignissen mit Jets im Endzustand beschrieben und der erfolgreiche Einsatz des Triggers in der Datennahmeperiode 1996 dokumentiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Elektron-Proton-Streuungen bei HERA

Den größten Beitrag zur Elektron-Proton-Streuung liefern die elektromagnetischen Prozesse mit dem Photonpropagator. Das Maß für die Virtualität dieser Photonen, der Impulsübertrag bei der Abstrahlung vom Elektron, ist

$$Q^2 \equiv -q^2 \equiv -(p_e - p_{e'})^2 \geq 0.$$

Hierbei steht p_e für den Viererimpuls des einlaufenden Elektrons und $p_{e'}$ für den des auslaufenden. Weitere wichtige Größen zur Beschreibung der Ereigniskinematik $ep \to e'X$ (Abb. 2.1) bei HERA sind die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}}$ mit

$$s_{ep} \equiv (p_p + p_e)^2,$$

wobei p_p den Viererimpuls des einlaufenden Protons bezeichnet, und die beiden unabhängigen Variablen

$$y \equiv \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \tag{2.1}$$

und

$$x_p \equiv \frac{Q^2}{2p_p \cdot q}. \tag{2.2}$$

Die Größe x_p entspricht unter Vernachlässigung von Transversalimpulsen der Partonen dem Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Protonimpuls. Die beiden Variablen Q^2

und y lassen sich auch allein in Abhängigkeit von Elektronmeßgrößen ausdrücken, wobei die Elektronmasse und der Streuwinkel für quasireelle Photonen mit $Q^2 = -m^2_{\gamma^\star} \approx 0$ als klein genähert werden:

$$Q^2 \approx 4E_e E_{e'} sin^2(\frac{\theta}{2})$$

und

$$y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} cos^2(\frac{\theta}{2}) \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e}.$$

Die Größe y entspricht also dem Energiebruchteil des Photons von der Elektronenergie.

Nach der Heisenbergschen Unschärferelation kann ein Photon für eine kurze Zeit

$$\tau_{q\overline{q}} \approx \frac{1}{E_{q\overline{q}} - E_{\gamma^\star}}$$

in einen Quark-Antiquark Zustand fluktuieren und als solcher mit dem Proton wechselwirken. Dieser Vorgang kann als eine Fluktuation $|e > \to |e\gamma^\star >$ mit anschließender Fluktuation $|\gamma^\star > \to |q\overline{q} >$ betrachtet werden. Ein solcher Prozeß kann jedoch nur dann stattfinden, wenn die Lebensdauer der Quark-Antiquark Fluktuation geringer ist als die Lebensdauer des abgestrahlten Photons. Qualitativ ist daher sofort offensichtlich, daß die Wahrscheinlichkeit und maximale Dauer einer Fluktuation mit geringerer Virtualität des Photons steigt: Je geringer die Virtualität, desto größer werden $\tau_{|\gamma^\star>}$ und $\tau_{|q\overline{q}>}$. Der sogenannte „hadronische Anteil“ am Photon nimmt daher mit abnehmender Virtualität zu und erreicht bei quasireellen Photonen seinen größten Beitrag zur Streuamplitude.

In führender Ordnung der Quantenelektrodynamik faktorisieren der Elektron- und der Protonvertex, da zwischen den beiden Verizes nur ein Ein-Photon-Zustand besteht. Aus diesem Grund können beide Vertizes separat, also als Abstrahlung eines quasirellen Photons und nachfolgende Photon-Proton-Streuung, betrachtet werden.

2.2 Der Photonfluß

Die Wahrscheinlichkeit einer Photonabstrahlung in einem (Q^2, y)-Bereich kann relativ genau berechnet werden. Die ersten Rechnungen dazu führten bereits 1934 zur sogenannten Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) [7, 8], die seitdem in der Teilchenphysik häufig benutzt wird. Für kleine Photonvirtualitäten muß ein Zusatzterm eingefügt werden, der die Elektronmasse berücksichtigt [9]. Im Bereich kleiner Impulsüberträge ist die resultierende Formel für die transversal polarisierte Photonkomponente eine sehr gute Näherung für dem gesamten Photonfluß, so daß

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dydQ^2} = f^T_{\gamma/e}(y,Q^2)\sigma_{\gamma p}$$

mit

$$f^T_{\gamma/e}(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(\underbrace{\left[1+(1-y)^2\right]}_{WWA-Term} - 2m_e^2\frac{y^2}{Q^2}\right),$$

während die longitudinale Komponente bei kleinen Virtualitäten vernachlässigbar ist.

2.3 Photon-Proton-Streuprozesse

2.3.1 Kinematik

Für die Beschreibung der Kinematik im Photon-Proton-Steuprozeß können bei der Streuung der quasireellen Photonen an den Protonen nicht mehr alleine die kinematischen Variablen der Elektron-Proton-Streuung (Abschnitt 2.1) verwendet werden. In diesem Fall ergibt sich nun für die Schwerpunktsenergie

$$s_{\gamma p} \approx y s_{ep}$$

Da auf der Photonseite jetzt auch nur ein Parton anstelle des gesamten Photons gestreut werden kann, muß dessen Impulsbruchteil x_γ vom Photonimpuls analog zum x_p auf der Protonseite ebenfalls berücksichtigt werden.

2.3.2 Der inelastische Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt

Wegen der geringen Energie waren die bis in die 60er Jahre durchgeführten Streuexperimente mit quasireellen Photonen noch dominiert von elastischen Streuprozessen. In diesen bildet das Quark-Antiquark-Paar einen gebundenen Zustand, der elastisch mit dem Streupartner wechselwirkt. Im **V**ektormeson-**D**ominanz-**M**odell (VDM) wird die Wechselwirkung des Photons mit hadronischen Streupartnern als Summe von Vektormeson-Streuungen beschrieben [10, 11]:

$$\sigma^{VDM}_{\gamma p\to Vp} = \sum_{V=\rho,\omega,\phi}\frac{\pi\alpha}{\gamma_V^2}\sigma_{Vp\to Vp}$$

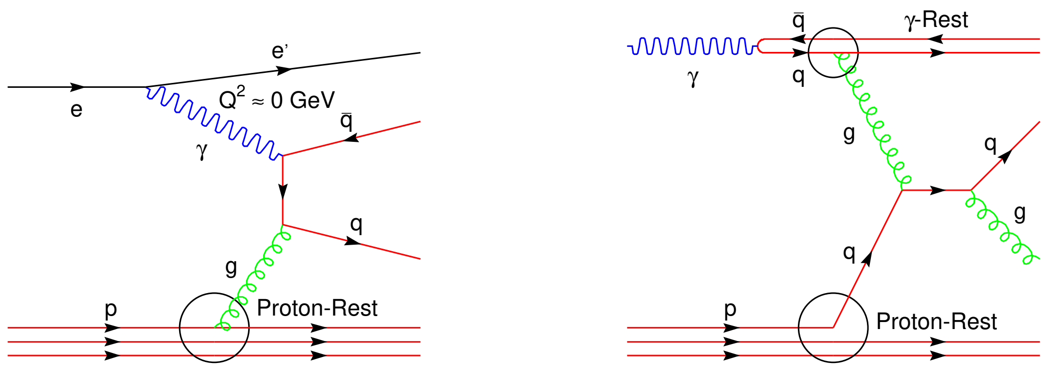

Abbildung 2.1: *Zwei Zweijet-Photoproduktionsgraphen in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung. Der linke, direkte Photoproduktionsgraph, der sogenannte Boson-Gluon-Fusionsgraph, trägt bei HERA wesentlich zur Produktion schwerer Quarks bei. Der rechte Graph zeigt ein Beispiel für einen aufgelösten Photoproduktionsprozeß. Falls diesem Graphen das ausgetauschte Gluon durch eine Photonlinie ersetzt wird, erhält man den zweiten möglichen, direkten Graph des sogenannten QCD-Compton-Prozesses. Die Kreise deuten die Teile der Graphen an, die durch Strukturfunktionen beschrieben werden.*

Erste Hinweise auf inelastische Streuprozesse wurden bei höheren Energien seit Ende der 60er, Anfang der 70er Jahre beobachtet. Inelastische Streuprozesse werden in führender Ordnung der QCD-Störungsrechnung üblicherweise in einem Modell mit einem sogenannten direkten und einem aufgelösten Anteil betrachtet:

$$\sigma_{\gamma p\to X} = \sigma^{Dir}_{\gamma p\to X} + \sigma^{Res}_{\gamma p\to X}$$

Der direkte Beitrag $\sigma^{Dir}_{\gamma p\to X}$ entspricht der punktförmigen Kopplung des Photons an ein Quark des Protons, während der aufgelöste Anteil $\sigma^{Res}_{\gamma p\to X}$ der Kopplung eines Partons aus dem Photon an ein Parton des Protons entspricht (Abb. 2.1). Der aufgelöste Anteil kann weiter unterteilt werden [14]: Das Photon koppelt zunächst an ein Quark-Antiquark-Paar. Abhängig vom Transversalimpuls der beiden Quarks kann sich daraus ein Vektormeson formieren und am Proton streuen oder ein Parton aus der darauf folgenden QCD-Evolution mit einem Parton des Protons wechselwirken. Dieser Anteil kann perturbativ berechnet werden und wird als „anomaler Anteil“ bezeichnet. Der normale Anteil entspricht der Wechselwirkung eines Partons des formierten Vektormesons mit einem Parton des Protons:

$$\sigma^{Res}_{\gamma p\to X} = \sigma^{An}_{\gamma p\to X} + \sigma^{VDM}_{\gamma p\to X}$$

Der VDM-Anteil kann nicht perturbativ berechnet werden, zusätzlich ist der Übergang zwischen den beiden Beiträgen kontinuierlich. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Partons im Photon wird daher durch Strukturfunktionen erfaßt, die bisher nicht vollständig von grundlegenden Gesetzen abgeleitet werden können. In führender Ordnung der Störungsrechnung ergeben sich folgende Ausdrücke für den direkten und aufgelösten Anteil:

$$\sigma^{Dir}_{\gamma p \to X} = \frac{1}{s_{\gamma p}} \sum_j \int \int \frac{f_{j/p}(x_p,\widehat{p}_T^2)}{x_p} \left| M_{\gamma j}(cos\widehat{\theta}) \right|^2 dx_p dcos\widehat{\theta}$$

und

$$\sigma^{Res}_{\gamma p \to X} = \frac{1}{s_{\gamma p}} \sum_{i,j} \int \int \int \frac{f_{i/\gamma}(x_\gamma,\widehat{p}_T^2) f_{j/p}(x_p,\widehat{p}_T^2)}{x_\gamma x_p} \left| M_{ij}(cos\widehat{\theta}) \right|^2 dx_\gamma dx_p dcos\widehat{\theta}$$

wobei M_{ij} für das Matrixelement der Streuung der Partonen i,j in Abhängigkeit des Streuwinkels $\widehat{\theta}$ im Parton-Parton-Schwerpunktsystem steht, $f_{i/p}(x_i, \widehat{p}_T^2)$ die Protonpartondichten und $f_{j/\gamma}(x_j, \widehat{p}_T^2)$ die Photonpartondichten sind. Das Quadrat des Transversalimpulses der gestreuten Partonen

$$\widehat{p}_T^2 = 4 s_{\gamma p} x_\gamma x_p sin^2\widehat{\theta}$$

wird analog zum Impulsübertrag Q^2 in der Elektron-Proton-Streuung als Skala des harten Streuprozesses in der Photoproduktion gewählt.

2.3.3 Protonstrukturfunktion

Die Quarkdichten im Proton sind durch Messungen der tiefinelastische ep-Streuung, bei der ein virtuelles Photon ausgetauscht wird, gut bekannt. Durch HERA sind solche Messungen in einem viel weiteren kinematischen Bereich als bei Fixed-Target-Experimenten möglich und durchgeführt worden [12]. Dabei wird der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen ep-Streuung gemessen, der proportional zur Strukturfunktion $F_2^p(x_p, Q^2)$ ist:

$$\frac{d\sigma}{dx_p dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x_p Q^4} \left(2 - 2y + \frac{y^2}{1+R} \right) F_2^P(x_P, Q^2)$$

Hierbei ist $R = \frac{F_L}{(F_2 - F_L)}$ mit der longitudinalen Strukturfunktion F_L. Die Strukturfunktion $F_2^p(x_p, Q^2)$ hängt in führender Ordnung der QCD auf einfache Weise von den Quarkdichten $q_i(x_p, Q^2)$ ab:

$$F_2^p(x_p, Q^2) = \sum_{i=u,\overline{u},d,\overline{d},s\ldots} x_p e_i^2 q_i(x_p, Q^2)$$

Die Q^2-Abhängigkeit der Partondichten wird in führender Ordnung der QCD durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen beschrieben

$$\frac{dq_i(x_p, Q^2)}{d(lnQ^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_p}^1 \frac{dz}{z} \left[\sum_{j=u,\overline{u},d,\overline{d},s\ldots} q_j(z, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x_p}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x_p}{z}\right) \right]$$

und

$$\frac{dg(x_p,Q^2)}{d(lnQ^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_{x_p}^{1}\frac{dz}{z}\left[\sum_{j=u,\overline{u},d,\overline{d},s...} q_j(z,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x_p}{z}\right) + g(z,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x_p}{z}\right)\right]$$

Die Funktionen P_{qq}, P_{qg}, P_{gg} und P_{gq} sind die sogenannten „Splitting-Funktionen“, die die Wahrscheinlichkeit liefern, mit der ein Parton ein anderes erzeugt.

Von der Kenntnis der Partondichten bei einer bestimmten Skala $Q^2 = Q_0^2$ können daher mit den Altarelli-Parisi-Gleichungen die Partondichten zu beliebigen Q^2-Werten evolviert werden. Dadurch kann aus dieser sogenannten „Skalenverletzung“ gegenüber dem Quark-Parton-Modell, nämlich der Abhängigkeit der Partondichten von Q^2, indirekt die Gluondichte im Proton bestimmt werden.

2.3.4 Photonstrukturfunktion

Analog zu der Protonstrukturfunktion ist auch bei der Photonstrukturfunktion die Quarkdichte über die Bestimmung des $F_2^\gamma(x_\gamma,\widehat{p}_T^2)$ aus $\gamma\gamma^\star$-Streuprozessen recht genau bekannt [13]. Die Evolutionsgleichungen für die Photonpartonverteilungen enthalten jedoch als zusätzliche Komponente ohne Analogon auf der Protonseite die direkte Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquarkpaar. Die Altarelli-Parisi-Gleichungen für das Photon erhalten dadurch einen zusätzlichen Term, der sie inhomogen macht:

$$\frac{dq_i(x_\gamma,\widehat{p}_T^2)}{d(ln\widehat{p}_T^2)} = \frac{\alpha}{2\pi}P_{q\gamma}(x_\gamma)+\frac{\alpha_s(\widehat{p}_T^2)}{2\pi}\int_{x_\gamma}^{1}\frac{dz}{z}\left[\sum_{j=u,\overline{u},d,\overline{d},s...} q_j(z,\widehat{p}_T^2)P_{qq}\left(\frac{x_\gamma}{z}\right) + g(z,\widehat{p}_T^2)P_{qg}\left(\frac{x_\gamma}{z}\right)\right]$$

mit der „direkten“ Splitting-Funktion

$$P_{q\gamma}(x_\gamma) = 3e_q^2(x_\gamma^2 + (1-x_\gamma)^2)$$

und

$$\frac{dg(x_\gamma,\widehat{p}_T^2)}{d(ln\widehat{p}_T^2)} = \frac{\alpha_s(\widehat{p}_T^2)}{2\pi}\int_{x_\gamma}^{1}\frac{dz}{z}\left[\sum_{j=u,\overline{u},d,\overline{d},s...} q_j(z,\widehat{p}_T^2)P_{gq}\left(\frac{x_\gamma}{z}\right) + g(z,\widehat{p}_T^2)P_{gg}\left(\frac{x_\gamma}{z}\right)\right]$$

Im Gegensatz zum Proton hängt die Skalenverletzung beim Photon auch noch von dem anomalen Anteil ab. Wegen der von den bisherigen Experimenten gelieferten geringeren Statistik ist es schwieriger als beim Proton, aus der Skalenverletzung von F_2^γ auf den Gluonanteil zu schließen. Da der Gluonanteil in Photon-Photon-Streuungen auch nicht direkt bestimmt werden kann, ist er zum erstenmal im H1-Experiment gemessen worden [29]. Die verschiedenen Parameterisierungen der Photonstrukturfunktion [30, 31, 32] sagen einen unterschiedlich steilen Anstieg der Gluondichte zu kleinen x_γ vorher. Eine genauere Messung des Gluonanteils im Photon sollte also bei möglichst kleinen Werten von x_γ durchgeführt werden, um zwischen diesen Modellen unterscheiden zu können.

Tabelle 2.1: *Die Photon-Proton-Matrixelemente.*

Prozeß	Subprozeß	$\vert M\vert^2$
aufgelöst	qq'→qq', q$\overline{q}$'→q$\overline{q}$'	$\frac{2}{9}\alpha_s^2\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}\right)$
	qq→qq	$\frac{2}{9}\alpha_s^2\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}+\frac{s^2+t^2}{u}-\frac{2}{3}\frac{s^2}{tu}\right)$
	q$\overline{q}$→q'$\overline{q}$'	$\frac{2}{9}\alpha_s^2\left(\frac{t^2+u^2}{s^2}\right)$
	q$\overline{q}$→q$\overline{q}$	$\frac{2}{9}\alpha_s^2\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}+\frac{t^2+u^2}{s^2}-\frac{2}{3}\frac{u^2}{st}\right)$
	q$\overline{q}$→gg	$\frac{4}{3}\alpha_s^2\left(\frac{4}{9}\frac{t^2+u^2}{tu}-\frac{t^2+u^2}{s^2}\right)$
	qg→qg	$\frac{1}{2}\alpha_s^2\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}-\frac{4}{9}\frac{s^2+u^2}{su}\right)$
	gg→q$\overline{q}$	$\frac{1}{4}\alpha_s^2\left(\frac{1}{3}\frac{t^2+u^2}{tu}-\frac{3}{4}\frac{t^2+u^2}{s^2}\right)$
	gg→gg	$\frac{9}{8}\alpha_s^2\left(3+\frac{t^2+u^2}{s^2}+\frac{s^2+u^2}{t^2}+\frac{s^2+t^2}{u^2}\right)$
direkt	γq→qg	$\frac{2}{3}\alpha\alpha_s e_q^2\left(-\frac{u}{s}-\frac{s}{u}\right)$
	γg→q$\overline{q}$	$\frac{1}{2}\alpha\alpha_s e_q^2\left(\frac{u}{t}+\frac{t}{u}\right)$
	$\gamma\gamma$→qq	$\frac{1}{8}\alpha^2 e_q^4\left(\frac{t+u}{tu}\right)$

2.3.5 Parton-Parton-Matrixelemente

Die Matrixelemente der 2 → 2 Parton-Parton-Streuprozesse sind durch die invarianten Mandelstam-Variablen

$$\begin{aligned} s &= (p_1+p_2)^2 &= (p_3+p_4)^2 &= 4E_1E_2 \\ t &= (p_1-p_3)^2 &= (p_2-p_4)^2 &= -\tfrac{s}{2}(1-cos\widehat{\theta}) \\ u &= (p_1-p_4)^2 &= (p_2-p_3)^2 &= -\tfrac{s}{2}(1+cos\widehat{\theta}) \end{aligned}$$

parameterisierbar. Sie sind in niedrigster Ordnung der QCD-Störungsrechnung in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Über eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in x_γ läßt sich bei Kenntnis der Protonstrukturfunktion die Faltung der Matrixelemente mit der Photonstrukturfunktion messen.

Kapitel 3

Der H1-Detektor

3.1 Die Speicherringanlage HERA

In der **H**adron-**E**lektron-**R**ing**a**nlage HERA am DESY-Institut in Hamburg werden Protonen und Elektronen bzw. Positronen gespeichert und in Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht (Abb. 3.1).

Die Protonen werden auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt, die Elektronenenergie

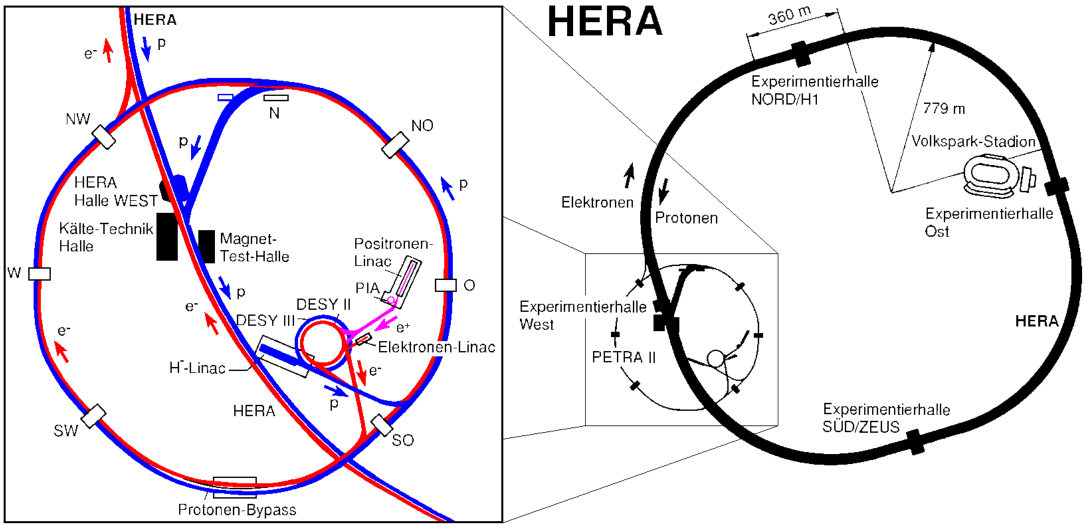

Abbildung 3.1: *Rechts ist die Ringanlage HERA dargestellt, links ein vergrößerter Ausschnitt des Vorbeschleunigerbereiches.*

betrug bis 1993 26.7 GeV. In 1994 wurde erkannt, daß Instabilitäten des Elektronstrahls in HERA darauf zurückzuführen sind, daß die Elektronen positiv geladene Ionen des Restgases im Strahlrohr anziehen und dadurch die Restgaskonzentration im Strahlbereich erhöhen. Seit der zweiten Hälfte des Jahres 1994 werden daher anstelle der Elektronen Positronen benutzt. Die Energie wurde außerdem in 1994 auf 27.5 GeV erhöht.

HERA ist seit ihrer Inbetriebnahme weltweit die erste und einzige Speicherringanlage der Hochenergiephysik, an der Hadronen und Leptonen zur Kollision gebracht werden können. HERA besitzt insgesamt vier Wechselwirkungszonen, an denen Experimente errichtet werden können: In den Hallen Nord und Süd werden die Positron- und Protonstrahlen gekreuzt und seit 1992 die Reaktionen mit den Detektoren H1 und ZEUS vermessen. In der Osthalle wird seit 1995 das Experiment HERMES betrieben. Es nutzt nur den polarisierten Positronstrahl, der an einem lokal in das HERA-Strahlrohr injizierten Gas gestreut wird. Das Ziel von HERMES ist es, die Spinverteilungen der Quarks von Neutronen und Protonen zu messen. In der Westhalle wird das Experiment HERA-B aufgebaut, das ab 1999 Daten nehmen soll. HERA-B nutzt nur den Halo des Protonstrahls, der an Drähten, die in den Randbereich des Strahlrohrs gefahren werden, gestreut wird. Mit HERA-B soll hauptsächlich die CP-Verletzung im B-System gemessen werden.

3.2 Die Subdetektoren

Der H1-Detektor (Abb. 3.2) besteht aus mehreren, unabhängigen Detektoren, die in [3] detailliert beschrieben werden. Im H1-Experiment wird als z-Richtung des Koordinatensystems die Protonstrahlrichtung gewählt, so daß der in H1 verwendete Polarwinkel

$$\theta = 180^\circ - \text{Streuwinkel}$$

ist. Als Rückwärtsrichtung wird folglich die Richtung entgegen der Protonstrahlrichtung bezeichnet. Anstelle des Polarwinkels wird häufig die Pseudorapidität

$$\eta = -ln\left[tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$$

angegeben, wobei θ der Polarwinkel ist.

Im inneren Bereich um die nominelle Wechselwirkungszone herum befindet sich das Spurkammersystem $\boxed{2}$, $\boxed{3}$, das in einen vorderen, zentralen und hinteren Bereich unterteilt wird (Abb. 3.3): Der vordere Bereich besteht aus mehreren Schichten von Driftkammern, Proportionalkammern und Übergangsstrahlern. Im zentralen Bereich sind je zwei Proportionalkammern, Driftkammern und Jetkammern konzentrisch angeordnet. Der hintere Bereich bestand bis einschließlich 1994 aus einer Proportionalkammer. In 1995 ist diese durch eine Driftkammer ersetzt worden. Seit 1996 ergänzen Siliziumdetektoren die zentralen und hinteren Spurkammersysteme.

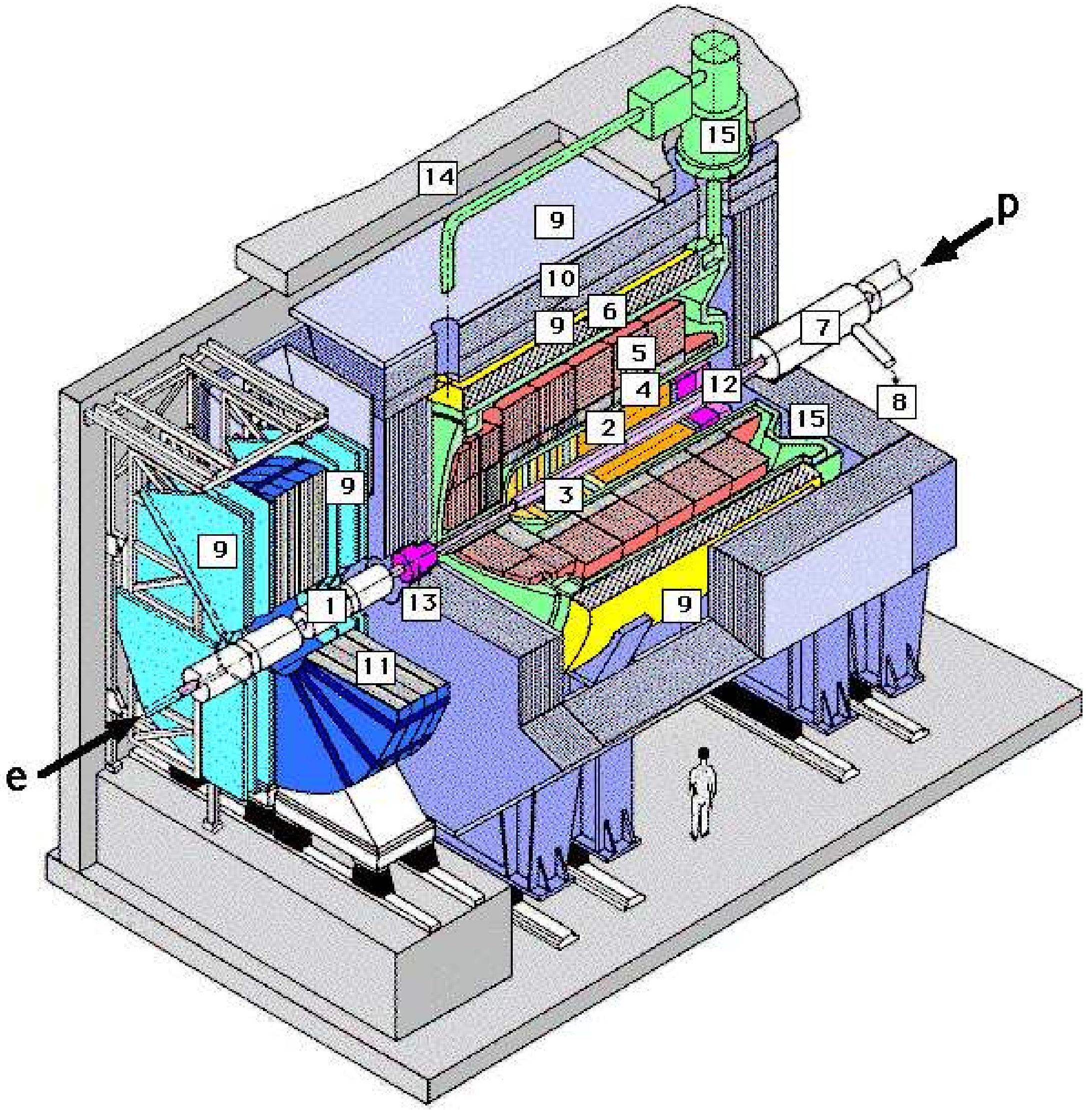

Abbildung 3.2: *Die Komponenten des H1-Detektors.*

Hinter den Kammern befinden sich die Kalorimeter. Der größte Teil des Raumwinkels wird durch das feinsegmentierte Flüssigargonkalorimeter (LAR) abgedeckt, das in eine elektromagnetische $\boxed{4}$ (mit Bleiabsorbern) und eine hadronische Schicht $\boxed{5}$ (mit Stahlabsorbern) unterteilt ist. Im hinteren Bereich ist seit 1995 das SPACAL (Spaghettikalorimeter) $\boxed{12}$ eingebaut. Das SPACAL besteht aus szintillierenden Fasern, die in einer Bleimatrix eingebettet sind. Das LAR und das SPACAL decken zusammen einen Polarwinkelbereich von $4^\circ < \theta < 177.8^\circ$, entsprechend einem Pseudorapiditätsbereich von $-3.36 < \eta < 3.95$ ab. Der vorderste Bereich um das Strahlrohr herum wird von dem kompakten PLUG-

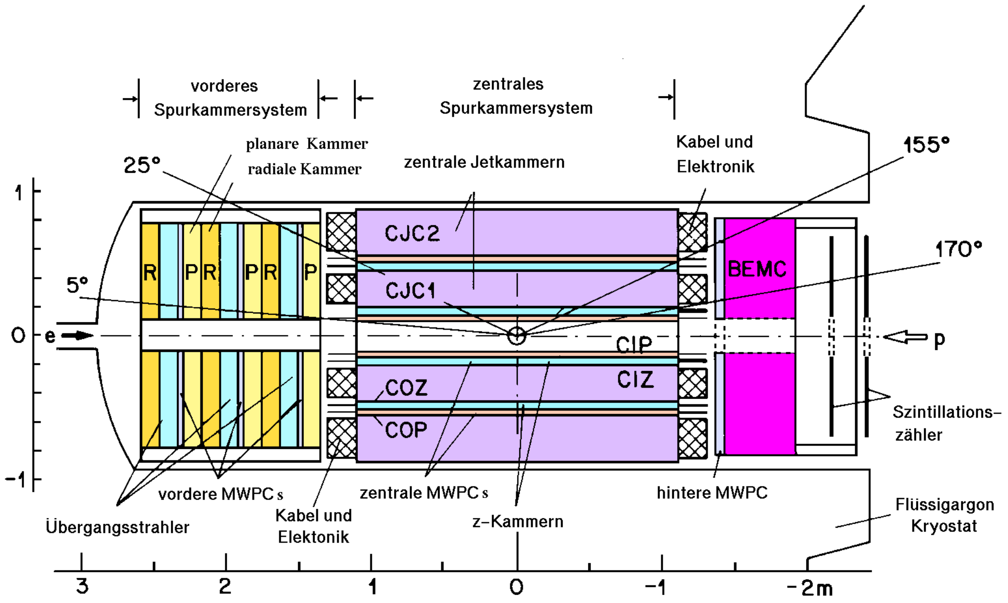

Abbildung 3.3: *Das H1-Spurkammersystem.*

Kalorimeter $\boxed{13}$ mit Kupfer als Absorber und Silizium als Nachweismaterial belegt. Beim PLUG und beim SPACAL sind zusätzlich Flugzeitzähler (FTOF und BTOF) eingebaut.

Das LAR und das SPACAL befinden sich innerhalb einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$, die für ein Magnetfeld von ca. 1.2 Tesla sorgt. Alle genannten Komponenten befinden sich in einem Eisenjoch $\boxed{10}$, das den magnetischen Fluß zurückführt und mit mehreren Lagen von Streamerkammern $\boxed{9}$ zum Nachweis von Myonen instrumentiert ist.

In Protonstrahlrichtung befindet sich außerhalb des instrumentierten Eisens ein zweiter, toroidaler Magnet $\boxed{11}$, vor dem und hinter dem Driftkammern $\boxed{9}$ montiert sind. Mit dieser Anordnung sollen hochenergetische Myonen in Protonstrahlrichtung nachgewiesen werden. Noch weiter vorwärts in Protonstrahlrichtung befinden sich mehrere kleine Detektoren (Proton-Remnant-Tagger PRT, Neutron-Counter NC) in umittelbarer Nähe des Strahlrohres, um die Energie von Protonresten und Neutronen zu messen.

In Richtung des Positronstrahls befinden sich hinter dem Detektor zwei Szintillatorwände („Vetowände") zur Unterdrückung von Ereignissen mit Untergrundteilchen aus der Protonstrahlrichtung. Weiter in derselben Richtung bei den Entfernungen -8m (ET8, seit 1996), -33m (ET33) und -44m (ET44, seit 1995) befinden sich Elektrondetektoren für den Nachweis von kleinwinkelgestreuten Elektronen, die jeweils vor den Detektoren durch Fenster das Strahlrohr verlassen können. Bei der Entfernung -103m ist ein Photondetektor (PD) installiert, mit dem insbesondere in Kombination mit ET33 die Luminosität in der H1-Wechselwirkungszone aus Bremsstrahlungsereignissen bestimmt wird (Abb. 3.4).

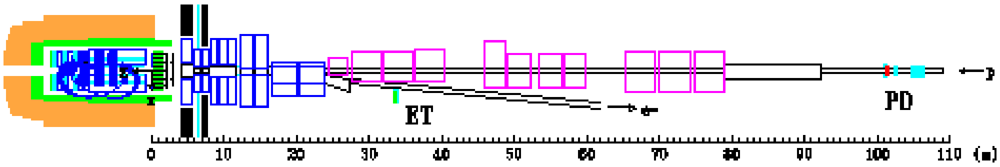

Abbildung 3.4: *Das Luminositätssystem ohne die zusätzlichen Kleinwinkelelektrondetektoren bei -8 und -44m.*

3.3 Das Triggersystem

3.3.1 Untergrundereignisse

Außer den physikalisch interessanten Streuungen von Teilchen des Positronstrahls mit Teilchen des Protonstrahls finden mit wesentlich höherer Rate unerwünschte Untergrundereignisse statt. Deren Hauptursachen sind

- Strahl-Wand-Untergrund: Streuungen von Haloprotonen an der Strahlrohrwand bzw. an HERA-Komponenten, die in das Strahlrohr hineinragen (Kollimatoren, Vakuumpumpen etc.),
- Strahl-Gas-Untergrund: Streuungen von Protonen am Restgas des Ultrahochvakuums des evakuierten Strahlrohrs, mit möglicherweise sukzessiven Strahl-Wand-Streuungen,
- Kosmische Strahlung: Sekundärteilchen aus Streuungen hochenergetischer Teilchen der kosmischen Strahlung an den oberen Luftschichten,
- Synchrotronstrahlung: Synchrotronstrahlung des Positronstrahls, die durch Mehrfachstreuung den Detektor erreichen kann,
- Rauschen: Insbesondere elektronisches Rauschen im LAR-Kalorimeter stellt eine weitere Untergrundquelle dar.

Strahl-Wand- oder Strahl-Gasuntergrundereignisse können auch dann ein deutliches Signal im Detektor hinterlassen, wenn sie weit vor dem Detektor stattfinden. In diesem Fall können hochenergetische und damit durch die relativistische Zeitdilatation langlebige Sekundärteilchen, insbesondere Myonen (sogenannte Halomyonen), den Detektor erreichen. Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wandereignisse der Positronen spielen hingegen keine grosse Rolle.

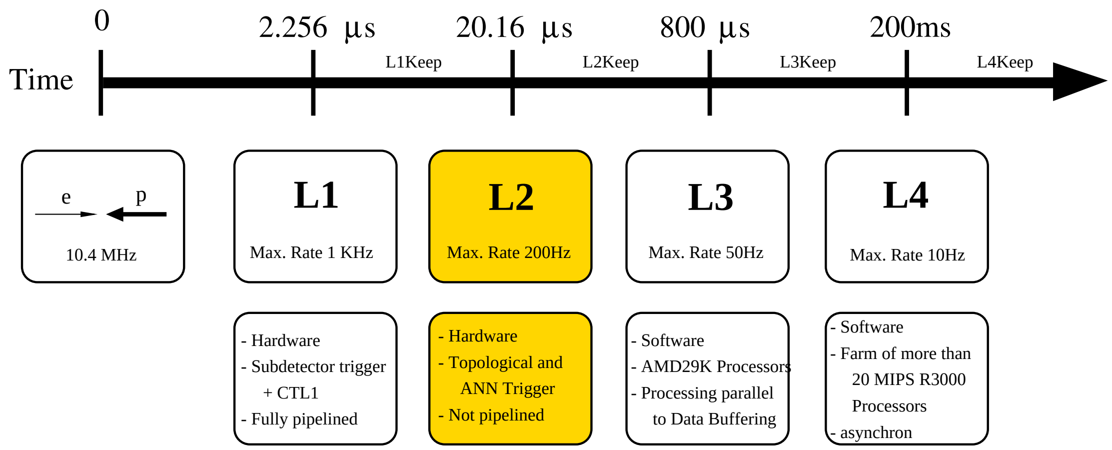

Abbildung 3.5: *Die Stufen des H1 Triggersystems. Die erste und die vierte Stufe sind seit dem Start des Experiments im Betrieb. Die dritte Stufe ist seit 1995 einsatzbereit, wurde aber bis 1997 nicht genutzt. Die zweite Triggerstufe wurde 1995 zum ersten Mal getestet und befindet sich seit 1996 im regulären Betrieb.*

Insgesamt ist die im H1-Detektor sichtbare Untergrundrate um ungefähr drei Größenordnungen höher als die Rate des häufigsten erwünschten Strahlstreuungsprozesses (Photoproduktionsereignisse mit niedrigen Transversalimpulsen). Für tiefinelastische Streuungen, den zweithäufigsten H1-Reaktionskanal, ist das Signal-Untergrundverhältnis nochmal um drei Größenordnungen schlechter.

3.3.2 Die H1-Triggerstufen

Die von den H1-Subdetektoren produzierte Datenmenge pro Ereignis ist zu groß, als daß einfach alle Ereignisse dauerhaft für eine spätere, detaillierte Analyse gespeichert werden könnten: Weder stehen dafür ausreichend hohe Datenübertragungsbandbreiten noch ausreichend Speicherkapazitäten zur Verfügung. Auch würde es ungefähr genauso lange dauern, diese Daten später noch einmal zu lesen, wie deren Aufzeichnung gedauert hat, so daß die Auswertung sehr aufwendig wird. Folglich gibt es nur die Möglichkeit, die Datenmenge in Echtzeit zu reduzieren, indem noch vor der dauerhaften Sicherung entschieden wird, ob es sich um ein potentiell interessantes Ereignis oder Untergrund handelt. Zu diesem Zweck ist das H1-Experiment mit einem vierstufigen Triggersystem ausgestattet (Abb. 3.5). Von Stufe zu Stufe verwendet der Trigger detailliertere Detektordaten und verfeinert die Entscheidung. Die wesentlichen Anforderungen an den H1-Trigger sind

- eine ausreichend große Untergrundunterdrückung,
- eine möglichst hohe Effizienz beim Erkennen von physikalisch interessanten Ereignissen,

- eine hohe Entscheidungsgeschwindigkeit, um die Detektortotzeit bzw. die alternativ notwendigen Zwischenspeicher möglichst klein zu halten.

Da die Positron- und Protonpakete alle 96ns in der H1-Wechselwirkungszone kollidieren und damit potentiell mit demselben kurzen zeitlichen Abstand physikalisch interessante Streuereignisse stattfinden können, muß der Trigger prinzipiell auch alle 96ns entscheiden können, ob ein solches interessantes Ereignis stattgefunden hat. Um die Entscheidungszeit an technisch machbare und kostengünstige Lösungen anzupassen, sind alle Subdetektoren mit einem Zwischenspeicher ausgerüstet. Diese Zwischenspeicher erlauben es, die Daten von bis zu 32 Paketkreuzungen im Detektor zu speichern. Durch die Auslegung der ersten Triggerstufe L1 als Ringspeicher und vollständige Parallelisierung bleibt dieser Stufe ca. $2\mu s$ Zeit, um totzeitfrei für ein Ereignis eine Entscheidung zu treffen. Innerhalb der Verarbeitung in der ersten Triggerstufe werden zunächst von fast allen Subdetektoren einzelne Triggerbits erzeugt, die aussagen, ob durch das Ereignis jeweils eine bestimmte, Subdetektor-spezifische Bedingung erfüllt wurde oder nicht. Diese „Triggerelemente“ (TE) genannten, 192 Bits (1995: 128) werden an eine zentrale Triggerlogik (CTL) weitergeleitet. Die CTL ermöglicht programmierbare, boolesche Verknüpfungen von Untermengen der Triggerelemente. Hierdurch werden 128 „rohe Subtrigger“ (RST) erzeugt, die die eigentlichen L1-Triggerbedingungen darstellen. Jeder RST kann noch durch einen Zähler untersetzt werden, d.h. es wird nur für einen einstellbaren Bruchteil der Paketkreuzungen zugelassen, daß ein bestimmtes Trigger-Bit tatsächlich aktiv werden kann. Die so generierten 128 Bits werden „aktuelle Subtrigger“ (AST) genannt. Die eigentliche L1-Triggerentscheidung wird durch das logische Oder der 128 AST gewonnen. Die Subtriggerkonfiguration wird bei H1 abhängig von den aktuellen Untergrundbedingungen in verschiedene Triggerphasen eingeteilt.

Während der Behandlung durch L2/L3 bzw. während der Auslese wird der Detektor angehalten, d.h. er ist nicht sensitiv für neue Ereignisse und somit ist die Entscheidungszeit der zweiten und dritten Triggerstufe die sogenannte Totzeit des Experimentes. Durch L1 soll die Datenrate soweit reduziert werden, daß die folgende Stufe L2 für jedes durchgelassene Ereignis $20\mu s$ Zeit zur Entscheidungsfindung hat, ohne daß die Totzeit des gesamten Triggersystems 10% überschreitet. Für den L2-Trigger sind zwei Entwürfe vorgeschlagen und realisiert worden: Der sogenannte „Topologische Trigger“ (L2TT) [4, 5] und der „Neuronale Netzwerk Trigger“ (L2NN) [6], der durchaus auch die Ereignistopologie auswertet. Der L2NN ist im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelt worden und in Kapitel 6 detailliert beschrieben. Der L2TT sortiert im wesentlichen Spurinformation und Kalorimeterinformation in ein Koordinatengitter ein und wendet mittels eines digitalen Signalprozessors (DSP) Masken auf diese Muster an, um seine Entscheidung zu treffen.

Falls L2 ein Ereignis für interessant befindet, werden die Detektordaten in Auslesezwischenspeicher übertragen. Während dieser Prozedur kann der L3-Trigger die Entscheidung nochmals überprüfen und die Übertragung gegebenenfalls abbrechen. Bis 1997 ist dafür jedoch kein Algorithmus implementiert worden. Der L3-Trigger besteht aus einem einzelnen RISC-Prozessor, der in der gegebenen Zeit ungefähr 10 000 Zeilen C-Kode ausführen könnte.

Die vierte Triggerstufe besteht aus einer Farm von rund 30 Rechnern, deren CISC-Prozessoren seit 1996 teilweise durch RISC-Prozessoren ersetzt werden. Auf dieser Stufe wird das Ereignis bereits teilweise rekonstruiert, um die Entscheidung weiter zu verfeinern. L4 ist ebenfalls mit einem Zwischenspeicher ausgestattet, der so ausgelegt ist, daß diese Stufe üblicherweise keine Totzeit produziert. Dadurch können wie auf L1 mehrere Ereignisse parallel verarbeitet werden. Anschließend wird das Ereignis gegebenenfalls dauerhaft auf Magnetband gespeichert.

Kapitel 4

Messung der Partondichte im Photon

4.1 Motivation und Meßprinzip

Die Gluondichte im Photon ist zum ersten Mal mit Ereignissen der Datennahmeperiode 1993 des H1-Experiments gemessen worden [29, 33]. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.1 im Vergleich mit einigen theoretischen Parameterisierungen gezeigt.

Die Messung hat aufgrund der großen Fehler nur begrenzte Aussagekraft, insbesondere ist der Gluonanteil im gemessenen x_γ-Bereich mit Null verträglich. Die Fehler sind von systematischen Effekten dominiert, nämlich der ungenauen Kenntnis der absoluten hadronischen Energieskala des Flüssigargonkalorimeters von 5% der Energie und der schlechten Beschreibung des Energieflusses in den Ereignissen im verwendeten Monte-Carlo-Modell. Im Bin der kleinsten x_γ-Werte ist zusätzlich der statistische Fehler relativ groß, da der verwendete Datensatz nur eine integrierte Luminosität von 290 nb^{-1} aufweist.

Zur Verbesserung der Messung sollen in dieser Arbeit nun Zweijet-Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1995 verwendet werden, für die eine wesentlich höhere Statistik zur Verfügung steht (ca. 2140 nb^{-1}). Zusätzlich konnte durch genauere Analysen der hadronischen Energieskala deren Unsicherheit auf 4% vermindert und durch eine Optimierung des Monte-Carlo-Modells auch noch die Beschreibung des Energieflusses deutlich verbessert werden. Schließlich kann für diese Daten wegen der höheren Statistik und einem erweiterten Akzeptanzbereich bis zu $x_\gamma \approx 0.03$ gemessen werden. Damit kann nun die Gluondichte mit einer wesentlich höheren Genauigkeit bestimmt werden.

Die Meßmethode richtet sich im wesentlichen nach der in [29, 33] verwendeten, die im folgenden kurz skizziert werden soll. Es wird zunächst die differentielle Zweijet-Rate $\frac{dN}{dx_\gamma}$ gemessen. Diese wird verglichen mit der Zweijet-Rate von Monte-Carlo-Ereignissen, für die die Strukturfunktion GRV-LO, welche die Meßpunkte in Abbildung 4.1 relativ gut

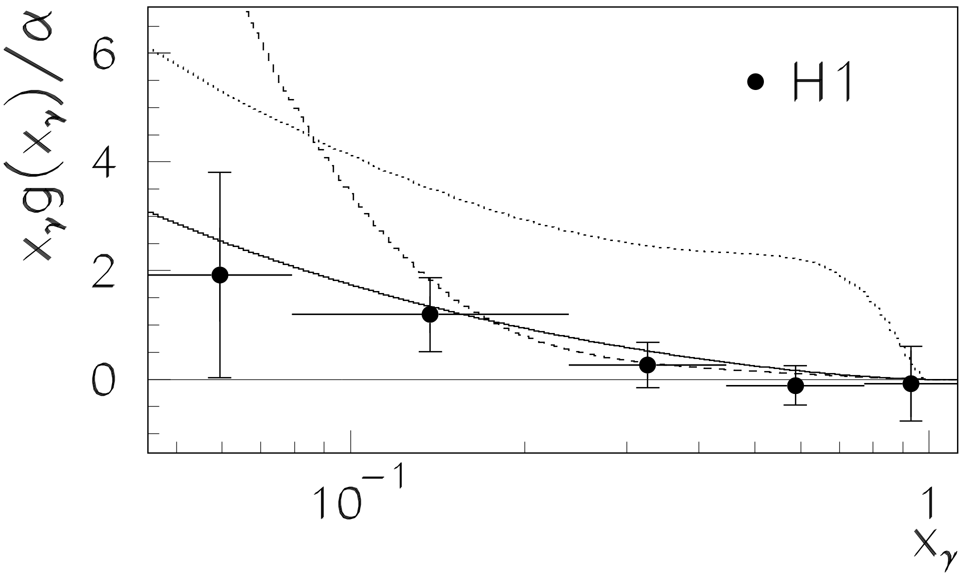

Abbildung 4.1: *Die erste Messung der Gluondichte im Photon mit Zweijet-Ereignissen bei einer Skala von* $< p_T^2 >= 75\,GeV^2$ *und im Bereich* $0.04 < x_\gamma < 1$. *Zum Vergleich sind die Parameterisierungen GRV-LO (durchgezogene Linie), LAC1 (gestrichelt) und LAC3 (gepunktet) gezeigt.*

beschreibt, verwendet wird. Das binweise gebildetete Verhältnis der differentiellen Zweijet-Rate der realen und der simulierten Ereignisse gibt den Wert an, mit der die verwendete Strukturfunktion umgewichtet werden muß, um die gemessenen Daten zu beschreiben.

Da die Beiträge der Quarks im Photon zum Zweijet-Wirkungsquerschnitt aus LEP-Messungen relativ genau bekannt sind und mit der Vorhersage der Strukturfunktion GRV-LO gut übereinstimmen, kann die Größe dieses Beitrags aus den simulierten Ereignissen ermittelt und von den Meßwerten abgezogen werden. Die übrigbleibende Zweijet-Rate muß von Gluonen im Photon erzeugt worden sein. Für diese Zweijet-Rate kann nun wiederum das Verhältnis zur aus der Simulation bestimmten, gluon-verursachten Zweijet-Rate gebildet und benutzt werden, um den Gluonanteil der verwendeten Strukturfunktion umzuwichten. Aus dieser Umwichtung resultiert schließlich das endgültige Ergebnis.

Die Messung der Zweijet-Rate wird durch verschiedene Effekte verschmiert, die ein Korrekturverfahren der Meßwerte erforderlich macht, um die wahre Zweijet-Rate zu ermitteln.

4.2 Jets und Ereignisrekonstruktion

Besitzen die auslaufenden Partonen eines Parton-Parton-Streuprozesses ausreichend Energie, so bilden sich bei der Fragmentation Jets, d.h. relativ scharf abgegrenzte Teilchenbündel.

Der Impuls der Teilchenbündel entspricht näherungsweise dem Impuls des korrespondierenden gestreuten Partons. Durch Beobachtung der Jets läßt sich die Kinematik der auslaufenden Partonen rekonstruieren.

Aus der Viererimpulserhaltung im Parton-Parton-Streuprozeß

$$x_\gamma q + x_p p_p = \sum_{i=gestreute\,Partonen} p_i$$

folgt

$$x_\gamma = \frac{\sum_{i=gestreute\,Partonen}(E_i - p_{z_i})}{2yE_e} = \frac{\sum_{i=gestreute\,Partonen} p_{T_i} e^{-\eta_i}}{2yE_e} \tag{4.1}$$

und

$$x_p = \frac{\sum_{i=gestreute\,Partonen} p_{T_i} e^{+\eta_i}}{2E_p},$$

wobei die Summe über alle auslaufenden Partonen des Parton-Parton-Streuprozesses zu nehmen ist. Analog ergibt sich aus

$$yp_e + p_p = \sum_{i=auslaufende\,Teilchen} p_i$$

das sogenannte y_{JB} (nach Jacquet & Blondel):

$$y_{JB} = \frac{\sum_{i=auslaufende\,Teilchen}(E_i - p_{z_i})}{2E_e}.$$

In diesem Fall muß über alle auslaufenden Teilchen mit Ausnahme des Elektrons summiert werden. Alternativ kann das y allein aus dem im Kleinwinkelelektrondetektor nachgewiesenen Elektron rekonstruiert werden:

$$y_{ET} \simeq 1 - \frac{E_{e'}}{E_e}$$

Identifiziert man die Partonen mit den beobachteten Jets, so kann durch die Messung von p_T und η der Jets in dem Ereignis und der Messung von y das x_γ und das x_p bestimmt werden.

Für die Analyse der Jets wird der in [22] vorgeschlagene QJCONE-Algorithmus verwendet, der die Snowmass-Konvention [23] befolgt. Die Rekonstruktion der Jets erfolgt dabei sowohl über Spuren als auch Kalorimeterzellen. Die gemessenen Spurimpulse werden bis zu einem Maximalimpuls berücksichtigt, für höherenergetische Spuren wird der Maximalimpuls als Spurimpuls benutzt. Auf diese Weise sollen die Energieverluste des

Jets in dem Material vor der Kalorimeteroberfläche und durch niederenergetische Teilchen, die die Kalorimeteroberfläche nicht erreichen oder keine meßbare Energie deponieren, berücksichtigt werden. Eine optimale Energierekonstruktion wird erreicht, wenn als Maximalimpuls 350 MeV benutzt werden [21]. Die gemessenen Energien werden in ein 66x48-Gitter in der η-ϕ-Ebene eingetragen. Auf diesem Gitter werden konusförmige Jets mit einem Radius von

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.7$$

gesucht. Die Energie des Jets entspricht der summierten transversalen Energiedeposition in dem Jetkonus. Die η-ϕ-Position wird aus dem p_T-gewichteten Mittel der Positionen der einzelnen Objekte in dem Jetkonus bestimmt. Jede Zelle des Gitters kann nur für genau einen Jet berücksichtigt werden. Die gefundenen Jets werden nach ihrem Transversalimpuls sortiert, so daß der erste Jet derjenige mit dem größten Transversalimpuls ist. Um möglichst kleine x_γ-Werte zu erreichen, werden möglichst niederenergetische Jets benutzt, wobei durch die in Abschnitt 4.4.7 beschriebene Standard-H1-Vorselektion eine untere Grenze von 5 GeV vorgegeben ist. Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen ein reales Zweijetereignis mit relativ hohen Jet-Transversalimpulsen im Detektor und im resultierenden η-ϕ-Gitter des Jetalgorithmuses. Die beiden Jets sind sehr gut zu erkennen. Auch bei typischen Photoproduktionsereignissen mit kleinen Transversalimpulsen und relativ hohem Energiefluß außerhalb der eigentlichen Jets sind diese oft noch deutlich zu identifizieren. Ein solches reales Zweijetereignis mit zwei rekonstruierten transversalen Jetimpulsen von 5.4 GeV und 7.4 GeV und das für den Jetalgorithmus verwendete Gitter ist in den Abbildungen 4.4 und 4.5 gezeigt. Dieses Ereignis weist im Gegensatz zum ersten auch einen relativ hohen Energiefluß in Rückwärtsrichtung auf, der von dem Photonrest stammen könnte.

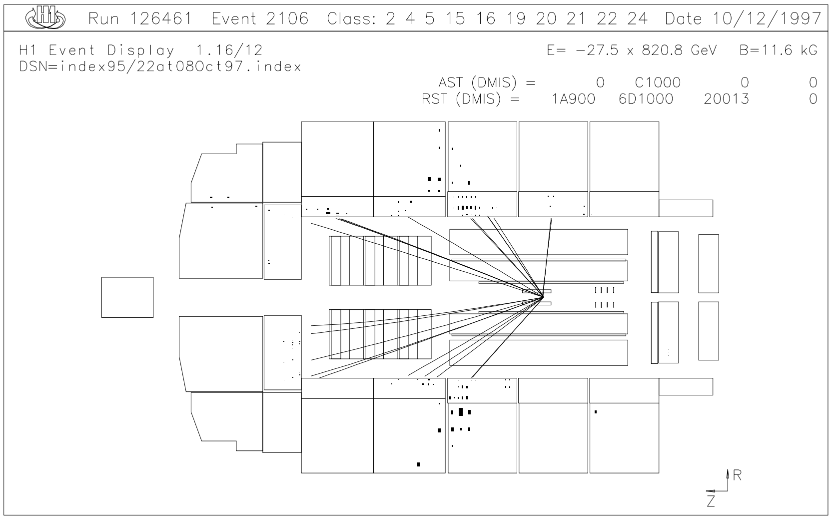

Abbildung 4.2: *Ein Zweijetereignis mit 16.4 GeV und 15.7 GeV rekonstruierten Jet-p_T.*

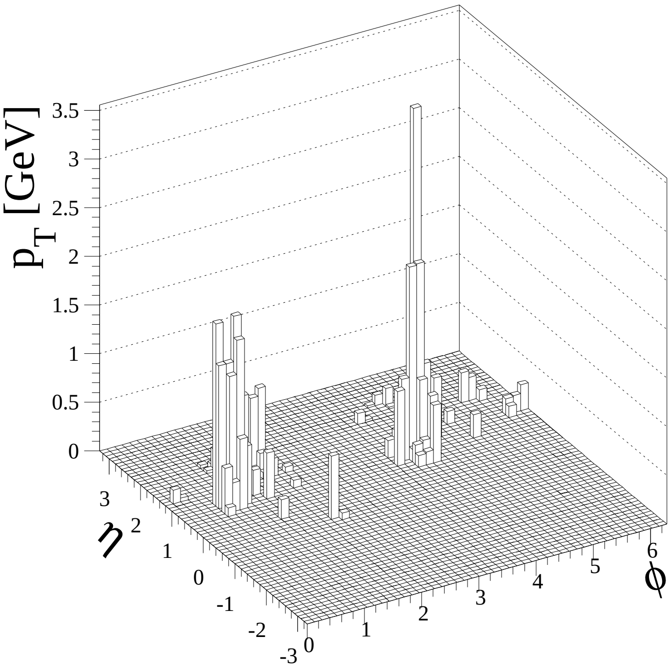

Abbildung 4.3: *Das Ereignis aus Abbildung 4.2 im η-ϕ-Gitter.*

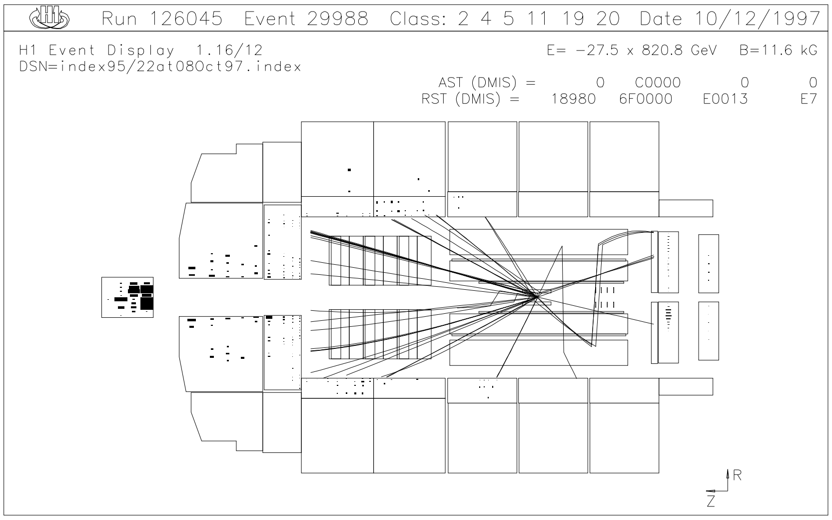

Abbildung 4.4: *Ein Zweijetereignis mit 7.4 GeV und 5.4 GeV rekonstruierten Jet-p_T.*

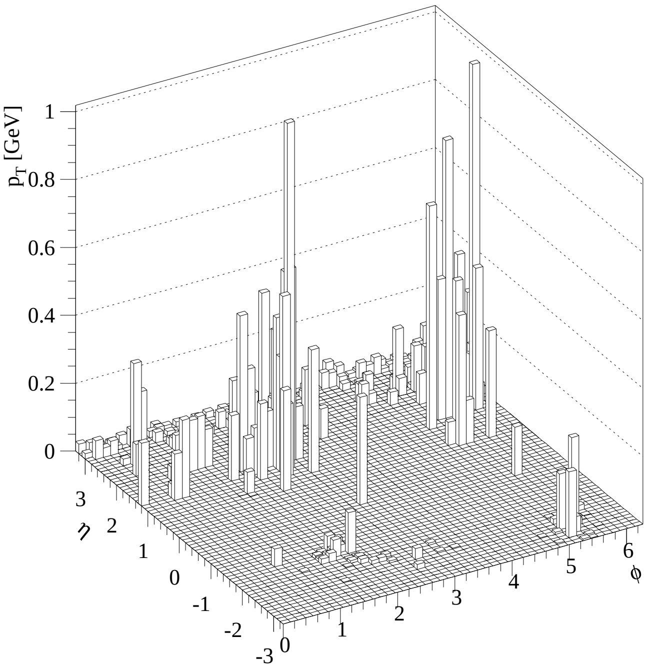

Abbildung 4.5: *Das Ereignis aus Abbildung 4.4 im η-ϕ-Gitter.*

4.3 Monte-Carlo Simulation

4.3.1 Das Monte-Carlo Modell

Verwendet wird in dieser Arbeit der Monte-Carlo-Generator PYTHIA 5.7 [15]. PYTHIA generiert harte $2 \to 2$ Parton-Streuereignisse, also nur Prozesse in der führenden Ordnung der QCD. Eine wichtige Option stellen die Mehrfachwechselwirkungen dar: Neben dem harten Streuprozeß können weitere, semiharte Streuungen zwischen den restlichen Partonen der Proton- und Photonreste generiert werden. Solche Mehrfachwechselwirkungen haben sich als geeignet erwiesen, um den Energiefluß in Proton-Antiproton-Streuungen bei UA1 [16] und Photon-Proton-Streuungen bei HERA [17] zu beschreiben. PYTHIA 5.7 erlaubt zusätzlich eine phänomenologische Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung durch die Simulation von Parton-Schauern im Anfangszustand der Teilchen [18].

Die Fragmentation der Reaktionsprodukte und Zerfälle kurzlebiger Teilchen werden durch das integrierte Programmpaket JETSET 7.4 simuliert. Mit JETSET können optional Parton-Schauer im Endzustand der Teilchen erzeugt werden [19], die zu zusätzlichen Jets im Ereignis führen können.

Mittels JETSET werden die Reaktionsprodukte auf die Ebene von stabilen Teilchen, welche die sensitiven Komponenten des H1-Detektors erreichen können, propagiert. Anschließend wird für das Ereignis der H1-Detektor vollständig simuliert.

4.3.2 Schnitte und Gewichte für die Monte-Carlo Ereignisse

Die Analyse soll im dem kinematischen Akzeptanzbereich des Kleinwinkelelektrondetektors mit $0.25 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01\text{GeV}^2$ durchgeführt werden. In diesem Bereich macht es der sehr große Photoproduktionswirkungsquerschnitt von ungefähr 9000 nb in der Praxis unmöglich, ohne weitere Vorselektion die benötigten Ereignismengen zu simulieren. Für einen kinematischen Teilbereich mit $0.05 < y < 1$ und $Q^2 < 4\text{GeV}^2$ stand bereits eine Simulation zur Verfügung, die mit den folgenden Parametern erzeugt wurde: Der Abschneideparameter für den Transversalimpuls der harten Wechelwirkung im Ereignis wurde auf $\widehat{p_T}_{min} = 4\text{GeV}$ eingestellt und derjenige für die zusätzlichen, semiharten Wechselwirkungen auf 1.2 GeV. Für die generierten Ereignisse wurde vor der zeitaufwendigen Detektorsimulation eine Vorselektion durchgeführt, die als Parameter die Anzahl N_{Jets} der Jets auf dem Niveau stabiler Teilchen und den Transversalimpuls p_T^{Jet} des höchstenergetischen dieser Jets verwendet. Dazu wurde analog zur bereits beschriebenen Anwendung auf der Detektorebene der QJCONE-Algorithmus mit den in ein Gitter eingetragenen Transversalimpulsen der stabilen Teilchen benutzt. Die auf diese Weise rekonstruierten Jets stimmen näherungsweise mit denen überein, die nach der vollen Detektorsimulation auf dem Detektorniveau gefunden werden würden. Mit den so rekonstruierten Jets wurde die Vorselektion und eine Gewichtung durchgeführt, die schließlich nach Gleichung 4.2 erfolgte.

$$w_{alt}(N_{Jets}, p_T^{Jet}) = \begin{cases} 0 & \text{falls } p_T^{Jet} < \mathit{6.5}\,\text{GeV}, \\ 1 & \text{falls } p_T^{Jet} > \mathit{12}\,\text{GeV} \\ & \text{oder } N_{Jets} \geq \mathit{3}, \\ e^{(0.65-0.1*N_{Jets})(12-\frac{p_T^{Jet}}{GeV})} & \text{sonst.} \end{cases} \tag{4.2}$$

Die höchsten Gewichte betragen ungefähr 20, die integrierte Luminosität der Simulation entspricht rund 15.5pb^{-1}. Diese Simulationsschnitte sind für Ereignisse mit zwei Jets und $p_T^{Jet\,1,2} > 7$GeV auf der Detektorebene optimiert, von denen bereits rund 3% durch diese Schnitte verloren gehen. Der in dieser Arbeit benutzte Schnitt von $p_T^{Jet\,1,2} > 5$GeV macht die Simulation zusätzlicher Ereignisse bei geringeren transversalen Jetimpulsen erforderlich. Ereignisse, die gemäß Gleichung 4.2 in der bereits vorhandenen Simulation enthalten sind, werden nicht mehr berücksichtigt. Der Abschneideparameter für die harte Wechselwirkung wird auf $\widehat{p_T}_{min} = 2.5$GeV verringert, wodurch der Verlust auf rund 3% der Ereignisse nach den Jetschnitten auf dem Detektorniveau begrenzt wird. Außerdem werden nur Ereignisse simuliert, für die bereits auf dem Niveau stabiler Teilchen mindestens ein Jet mit einem Transversalimpuls von $p_T^{Jet} > 4$GeV gefunden wurde, da nur solche die Möglichkeit haben, die Analyseschnitte auf dem Detektorniveau zu erfüllen. Diese Bedingung erspart die Simulation von etwa 40% der generierten Ereignisse und führt schließlich zu einem Gesamtverlust an Ereignissen nach den Analyseschnitten von nur 4% (Abbildung 4.6).

Auch der verbleibende Wirkungsquerschnitt ist noch so groß, daß eine Simulation nicht praktikabel ist. Daher wird erneut eine Gewichtung der verbleibenden Ereignisse eingeführt. Zur Maximierung der statistischen Signifikanz der gewichteten Ereignisse wird als Gewicht die Wurzel aus dem Verhältnis der generierten zu den akzeptierten Ereignissen benutzt (Abbildung 4.7 a)) [21] :

$$w_{neu}(p_T^{Jet}, w_{alt}) = \begin{cases} 0 & \text{falls } w_{alt} > \mathit{0} \text{ und } \widehat{p_T} > \mathit{4}\,\text{GeV} \\ & \text{oder } p_T^{Jet} > \mathit{4}\,\text{GeV}, \\ 1 & \text{falls } p_T^{Jet} > \mathit{10}\,\text{GeV}, \\ e^{(5.94-0.87*\frac{p_T^{Jet}}{GeV})+1.17} & \text{sonst.} \end{cases} \tag{4.3}$$

Das größte Gewicht beträgt ca. 13, jedoch wurden insgesamt Ereignisse für eine kleinere integrierte Luminosität simuliert, als dem bereits simulierten Teilbereich entspricht, so daß das maximale Gewicht bei einer integrierten Luminosität von 15.5pb^{-1} letztlich ungefähr 35 ist. Der schließlich noch zu simulierende Anteil des Wirkungsquerschnittes beträgt nur noch einen kleinen Bruchteil der ursprünglichen Menge (4.7 b)).Die Kombination der beiden Simulationen wird in Abbildung 4.8 gezeigt. Die neue Simulation liefert den dominierenden Beitrag bei kleinen Transversalimpulsen. Eine Zusammenfassung der letztlich simulierten Ereignisse gibt Tabelle 4.1.

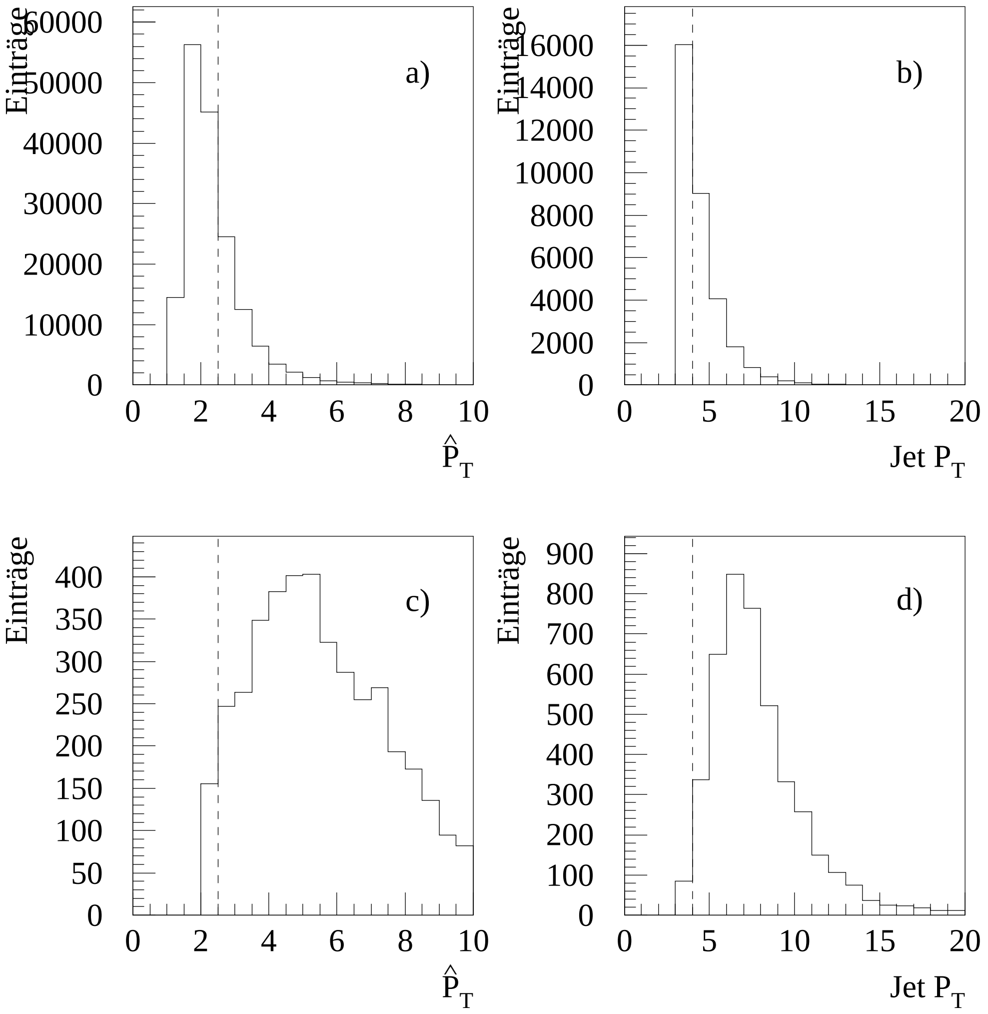

Abbildung 4.6: *Die Vorselektion für lediglich generierte Ereignisse mit* $\widehat{p_T}_{min} = 1.0\,GeV$*: a) Einsparung durch den Schnitt bei* $\widehat{p_T}_{min} = 2.5\,GeV$*. b) Einsparung durch die Forderung nach einem Jet auf Teilchenniveau mit* $p_T^{Jet} > 4\,GeV$*. c),d): Test der Vorselektion durch nun vollständig simulierte Ereignisse mit* $\widehat{p_T}_{min} = 1.5\,GeV$*: Beide Schnitte zusammen führen nur zu einem Verlust von rund 4% derjenigen Ereignisse, die von den Analyseschnitten akzeptiert werden.*

4.3.3 Rekonstruktion der Partonkinematik

Die Rekonstruktion der Partonkinematik der harten Wechselwirkung hängt von der richtigen Beschreibung der Mehrfachwechselwirkungen ab, die dem eigentlichen harten Streu-

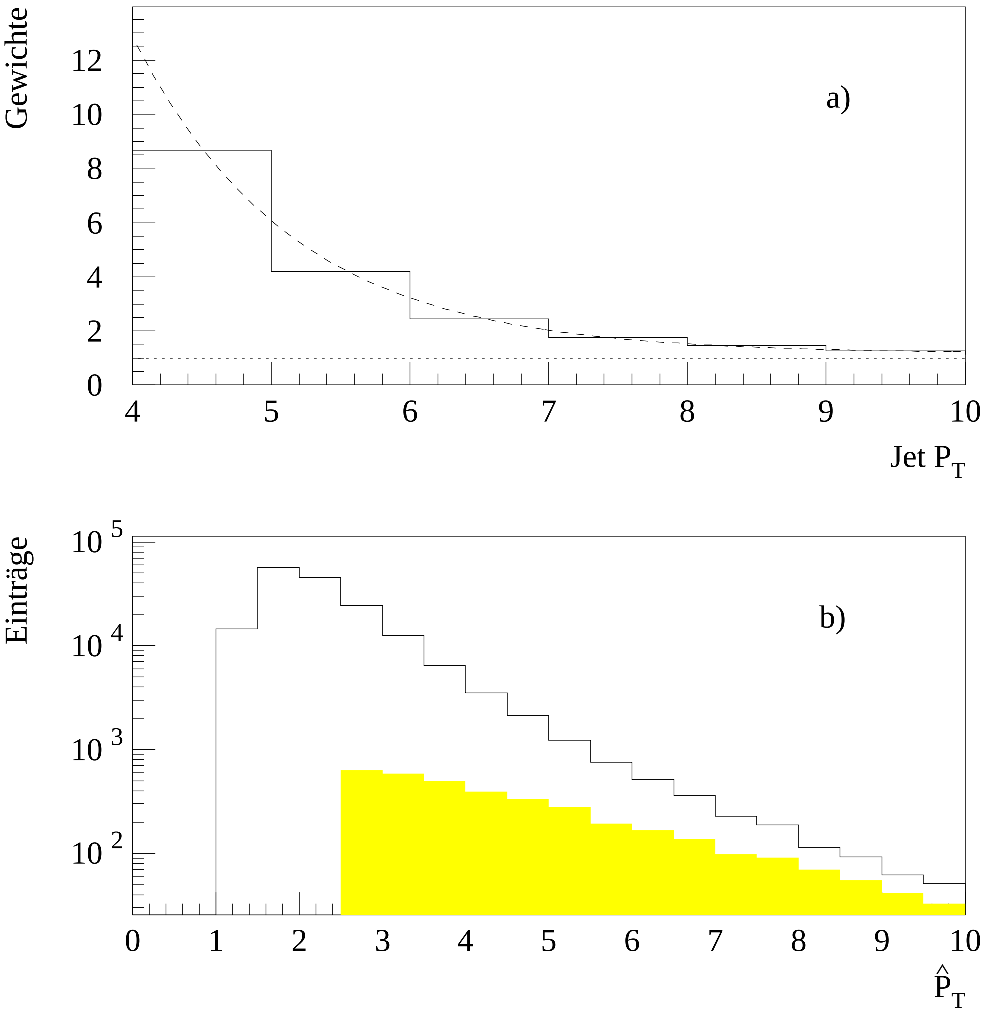

Abbildung 4.7: *a) Histogramm:* $\sqrt{\frac{generierte\ Ereignisse}{akzeptierte\ Ereignisse}}$, *gestrichelte Linie: angepasste Gewichtungsfunktion. b) Vergleich der zu simulierenden Ereignisse (gefülltes Histogramm) mit einer nicht vorselektierten, generierten Verteilung mit einem Abschneideparameter* $\widehat{p_T}_{min} = 1 GeV$, *für die eine auf zehn schnellen Workstations durchgeführte Simulation von* $5pb^{-1}$ *ungefähr* 2500 *Tage Rechenzeit und 500 GB Speicherplatz beanspruchen würde.*

prozeß überlagert sind. Die Endzustände der verschiedenen Streuungen sind im Detektor praktisch nicht aufzulösen. In der Abbildung 4.9 werden einige Eigenschaften der Mehrfachwechselwirkungen für diese simulierten Ereignisse gezeigt. Aus Abbildung 4.9 a) ist zu erkennen, daß im Mittel 3-4 zusätzliche Wechselwirkungen pro harter Streuung stattfin-

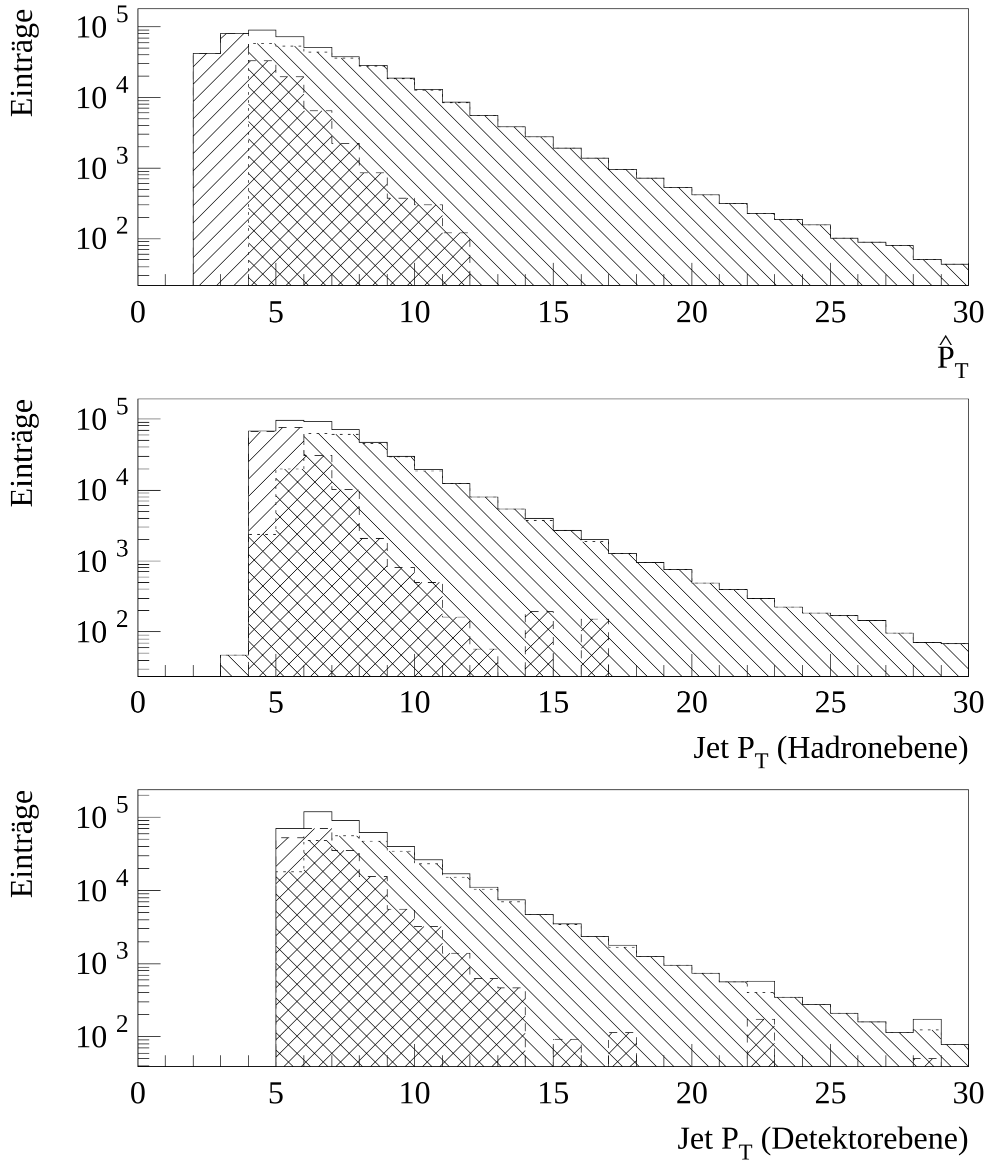

Abbildung 4.8: *Kombination beider Simulationen: Die neue Simulation ist von links unten nach rechts oben schraffiert, die alte Simulation von links oben nach rechts unten.*

den. Das p_T-Spektrum der auslaufenden Partonen ist relativ niederenergetisch, so daß ein isoliertes Parton in der Regel nicht alleine einen Jet vortäuschen kann (Abb. 4.9 b)). Die Überlagerung mit anderen Endzuständen führt aber zu einer Verschmierung der Jets von

Tabelle 4.1: *Zusammenfassung der simulierten Ereignisklassen:*

Gewichtung	Ereignisklasse	Integrierte Luminosität $[pb^{-1}]$	Ereignisse (ungewichtet)
w_{alt}	aufgelöst	15.5	119623
w_{alt}	direkt	15.2	10496
w_{alt}	direkt mit c-Quarks	15.1	5381
w_{alt}	direkt mit b-Quarks	19.2	1215
w_{neu}	aufgelöst	4.26	115338
w_{neu}	direkt	5.94	5458
w_{neu}	direkt mit c-Quarks	6.38	3166
w_{neu}	direkt mit b-Quarks	7.21	230

den Partonen der harten Wechselwirkung. Eine Messung von Wirkungsquerschnitten wird dadurch erschwert, da wegen dem steilen p_T-Spektrum durch den zusätzlichen Energiefluß viele Jets über die Schwelle migrieren können. Das Problem ist im Vorwärtsbereich des Detektors am größten (Abb. 4.9 c)) und stört damit insbesondere im Detektorbereich kleiner x_γ-Werte. Die Mehrfachwechselwirkungen sind bei kleinen x_γ im harten Streuprozeß auch noch besonders häufig, da somit ein größerer Impulsbruchteil für den Photonrest und damit weitere Wechselwirkungen zur Verfügung steht. Die mittlere Anzahl der Mehrfachwechselwirkungen steigt daher zu kleinen x_γ-Werten an (Abb. 4.9 d)). Neben den Mehrfachwechselwirkungen beeinflußen ebenfalls Detektoreigenschaften wie z.B. die Energieauflösung die korrekte Rekonstruktion der Jets.

Die durch die gefundenen Jets rekonstruierte Partonkinematik wird kontrolliert, indem zu den beiden selektierten Jets das jeweils nächste Parton aus der harten $2 \rightarrow 2$-Streuung ermittelt wird. Als nächstes Parton wird dasjenige gewählt, welches im Impulsraum den kleinsten quadratischen Abstand der beiden zu dem Jet aufweist. Die rekonstruierte Jetkinematik wird dann mit der generierten Partonkinematik verglichen. Abbildung 4.10 zeigt die Ergebnisse in Bezug auf die Jet-Parton-Korrelation und die Auflösung für alle simulierten Ereignisse. Die räumliche Position der Jets wird generell sehr gut rekonstruiert, wobei mit geringer Wahrscheinlichkeit jedoch auch Fehlidentifikationen von Jets vorkommen. Diese lassen sich damit erklären, daß anstelle eines tatsächlichen Jets von einem auslaufenden Parton aus dem $2 \rightarrow 2$-Streuprozeß auslaufende Teilchen der zusätzlichen Mehrfachwechselwirkungen, die Reste des aufgelösten Photons oder des Protons oder Jets von Abstrahlungen im Endzustand gefunden werden.

Zur Rekonstruktion von y wird in dieser Analyse y_{JB} verwendet. Die erzielte Auflösung ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Methode nach Jacquet-Blondel besitzt den Vorteil, daß sich bei der Bestimmung des x_γ nach Gleichung 4.1 systematische Fehler in der Energiemessung der Jets und für die y_{JB}-Bestimmung wegkürzen. Gegenüber der Rekonstruktion aus dem gestreuten Elektron hat sie eine geringfügig schlechtere Auflösung. Die Akzeptanz des Kleinwinkelelektrondetektors hängt jedoch stark von den häufig variierenden HERA-

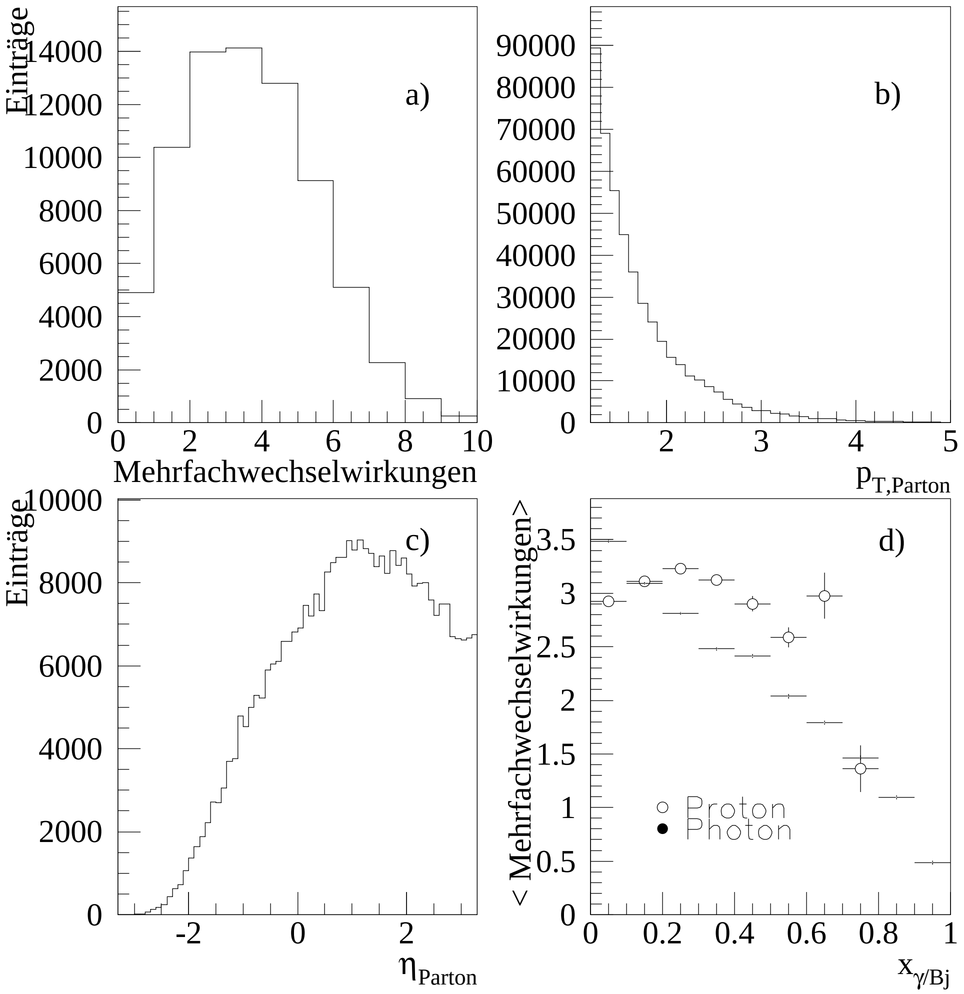

Abbildung 4.9: *Simulation: a) Anzahl der zusätzlichen Wechselwirkungen pro Ereignis: Im Mittel finden zusätzlich zu dem harten Streuprozeß 3-4 semiharte Mehrfachwechselwirkungen statt. b) Das Spektrum des Transversalimpulses der auslaufenden Partonen aus den Mehrfachwechselwirkungen. c) Die η-Verteilung der auslaufenden Partonen. d) Die Anzahl der Mehrfachwechselwirkungen in Abhängigkeit der Parton-Impulsbruchteile im harten Streuprozeß.*

Parametern (z.B. der Strahlposition) ab. Eine detaillierte Simulation des Kleinwinkelelektrondetektors wäre daher für jede Konfiguration durchzuführen und zu testen, was in der Praxis an dem hohen Aufwand scheitert. Stattdessen wird in der Simulation eine Para-

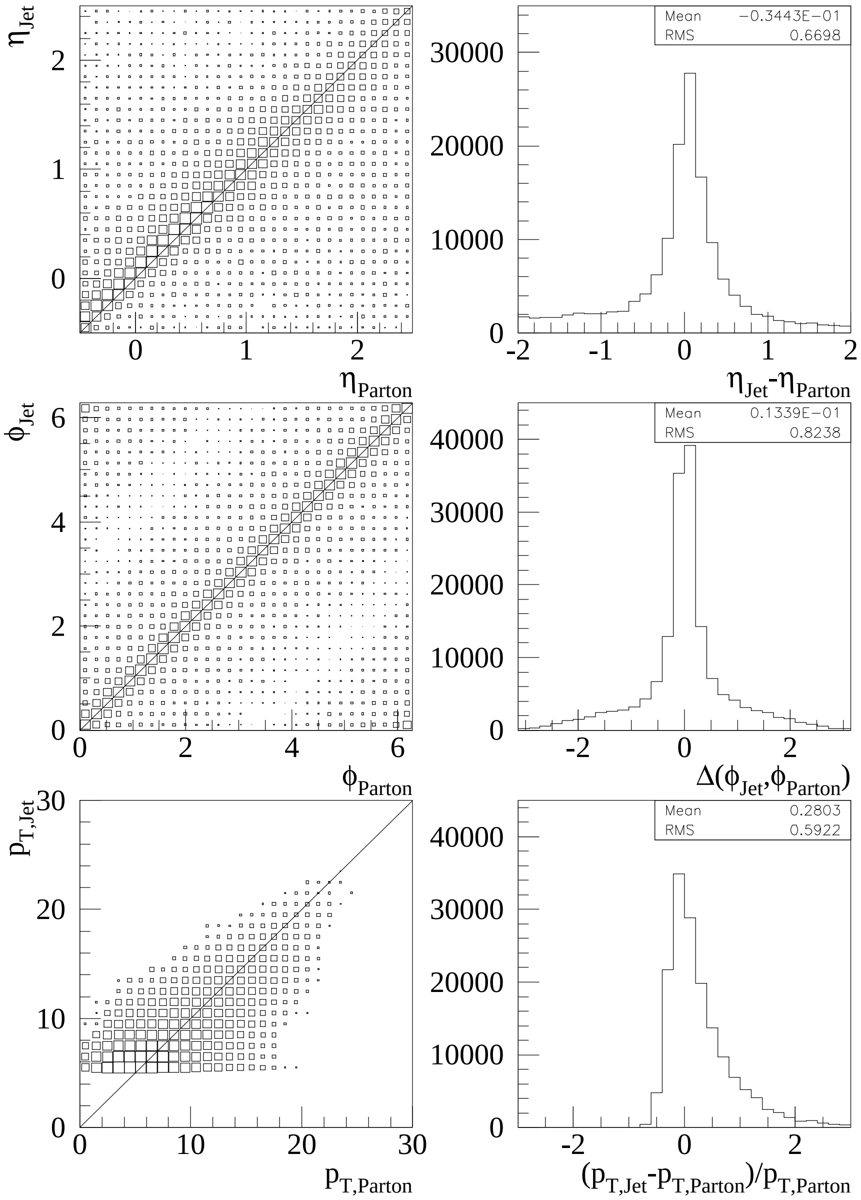

Abbildung 4.10: *Die Rekonstruktion der Parton-Kinematik durch den Jetalgorithmus. Die räumliche Position der Jets wird sehr gut rekonstruiert. Die Korrelation in p_T wurde mit logarithmischer z-Skala dargestellt.*

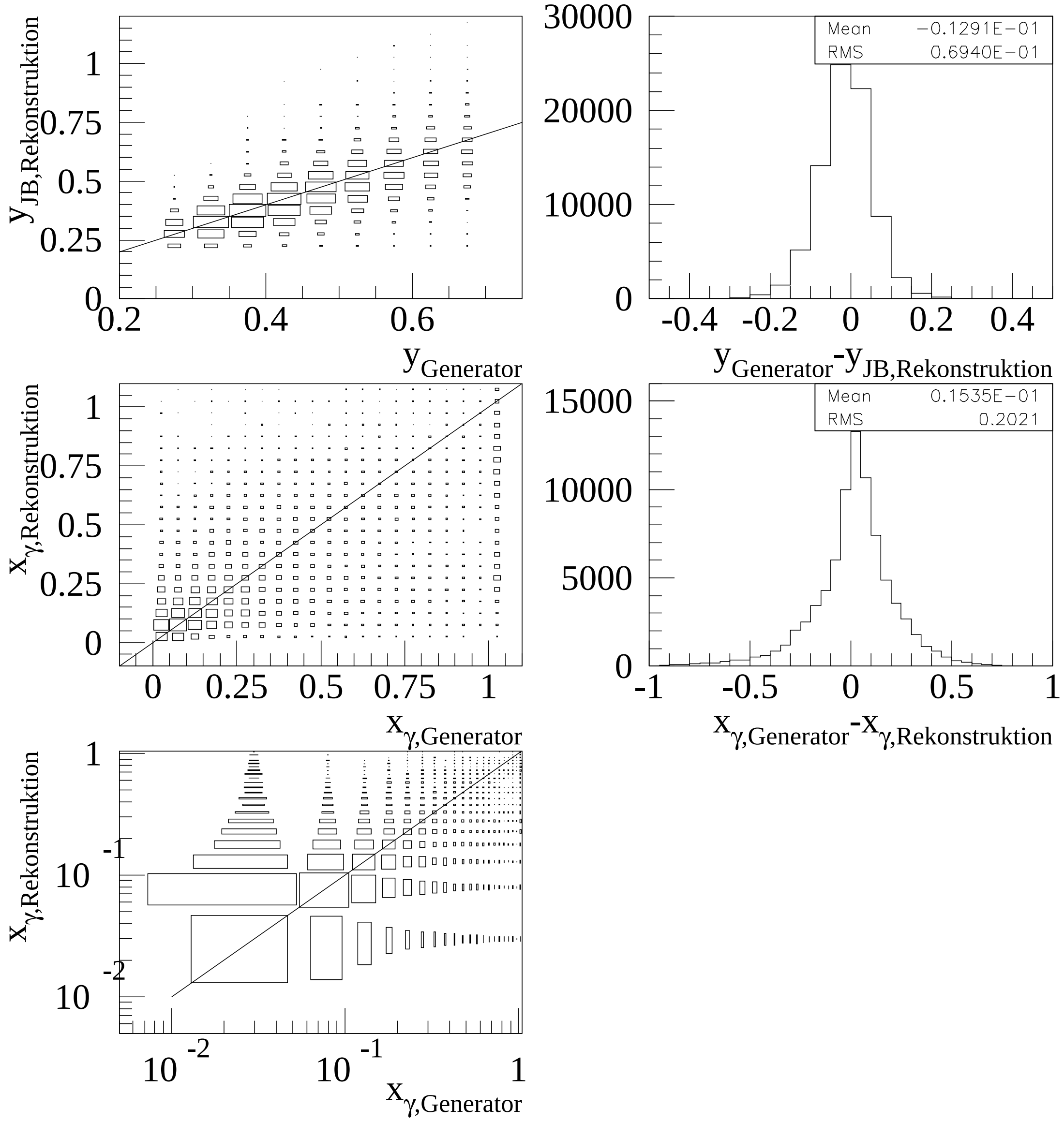

Abbildung 4.11: *Linke Spalte: Die Korrelationen zwischen den rekonstruierten* y_{JB} *und* x_γ *und den wahren Generatorwerten. Zur Verdeutlichung bei kleinen* x_γ *ist die Korrelation zusätzlich mit logarithmischen Skalen dargestellt. Rechte Spalte: Die Auflösungen der Rekonstruktion in* y_{JB} *und* x_γ*.*

meterisierung verwendet, die in einer eigenständigen Analyse für jede Datennahmeperiode neu durchgeführt wird. Für die Simulation und Analyse steht schließlich die Akzeptanz des Kleinwinkelelektrondetektors und die Effizienz der darauf basierenden Triggerelemente in parameterisierter Form $f(y)$ zu Verfügung [28]. Die Simulation einzelner Meßgrößen wie z.B. y_{ET} liefert die Parameterisierung jedoch nicht.

Die schließlich erzielte Auflösung für x_γ ist ebenfalls in Abbildung 4.11 dargestellt. Durch die Verschmierungen der Meßgrößen ist das rekonstruierte x_γ ebenfalls beträchtlich verschmiert. Die Verteilung des wahren x_γ muß daher durch einen weiter unten erläuterten Entfaltungsalgorithmus aus dem rekonstruierten x_γ gewonnen werden.

4.4 Selektionsschnitte und Effizienzen

Für die Analyse der Partondichte des Photons wurden nur Daten benutzt, die in der Datennahmeperiode 1995 aufgezeichnet wurden. Die benutzten Selektionsschnitte und Effizienzen werden in diesem Kapitel erläutert. Mit Ausnahme der Analyseschnitte für das auslaufende Elektron werden alle Schnitte gleichermaßen auf die realen Daten und die simulierten Ereignisse angewendet.

4.4.1 Auslaufendes Elektron

Zur Ereignisselektion wird zunächst verlangt, daß das auslaufende Elektron eindeutig im Kleinwinkelelektrondetektor bei $z = -33\,\text{m}$ nachgewiesen wurde. Der Elektronschauer soll dabei vollständig im Akzeptanzbereich des Detektors liegen, was erreicht wird durch einen Schnitt auf die horizontale Koordinate l_x des rekonstruierten Schauers im Detektors

$$|l_x| < 6.5cm$$

und durch Einschränkung der Energie des gestreuten Elektrons auf

$$8.25 < E_{e'} < 20.625\text{GeV}$$

indem auf das rekonstruierte y geschnitten wird:

$$0.25 < y_{ET} < 0.7$$

Um Bremsstrahlungsereignisse zu verwerfen, wird außerdem verlangt, daß keine nennenswerte Energiedeposition im Photondetektor nachgewiesen wurde:

$$E_{PD} < 1\text{GeV}$$

Für die Monte-Carlo-Ereignisse wird anstelle dieser Schnitte die bereits erwähnte Parameterisierungsfunktion zur Gewichtung benutzt.

4.4.2 Jets und Kalorimeter

Für die Analyse werden nur Ereignisse selektiert, für die

1. mindestens zwei Jets mit jeweils mindestens 5GeV transversaler Energie gefunden wurden,
2. beide Jets in einem η-Bereich von $-0.5 < \eta_{Jet} < 2.5$ liegen,
3. $|\Delta\eta_{Jets}| < 1$ ist und
4. $y_{JB} > 0.2$.

Durch den zweiten Schnitt ist sichergestellt, daß die Jets bei dem gegebenen Radius von 0.7 Einheiten vollständig innerhalb des Detektors liegen. Der dritte Schnitt verbessert die Auflösung des rekonstruierten x_γ-Wertes, da Fehlidentifikationen mit dem Photon- bzw. Protonrest vermindert werden [24]. Der vierte Schnitt unterdrückt schließlich Strahl-Gasereignisse des Protonstrahls, die aufgrund der niederenergetischen Restgaskerne praktisch keinen nennenswerten Impulskomponente entgegen der Protonstrahlrichtung aufweisen.

4.4.3 Spuren

Die große longitudinale Ausdehnung der HERA-Protonpakete hat zur Folge, daß die Vertizes der Photoproduktionsereignisse über einen größeren Bereich verteilt sind, aber im zentralen Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt herum gehäuft sind. Die Vertizes der Untergrundereignisse sind näherungsweise gleichverteilt in z-Richtung. Abbildung 4.12 a) zeigt die Verteilung der Vertizes von Ereignissen, die nur die ersten beiden Jetschnitte erfüllen (Punkte), für die also noch kein nachgewiesenes Elekron verlangt wurde. Das schraffierte Histogramm entspricht dem aus Pilotpaketereignissen abgeschätzten Anteil von Untergrundereignissen. Außerhalb eines Bereiches von ca. ± 25cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt herum dominiert der Beitrag von Untergrundereignissen. Daher wird verlangt, daß der Ereignisvertex innerhalb dieses Bereiches liegt.

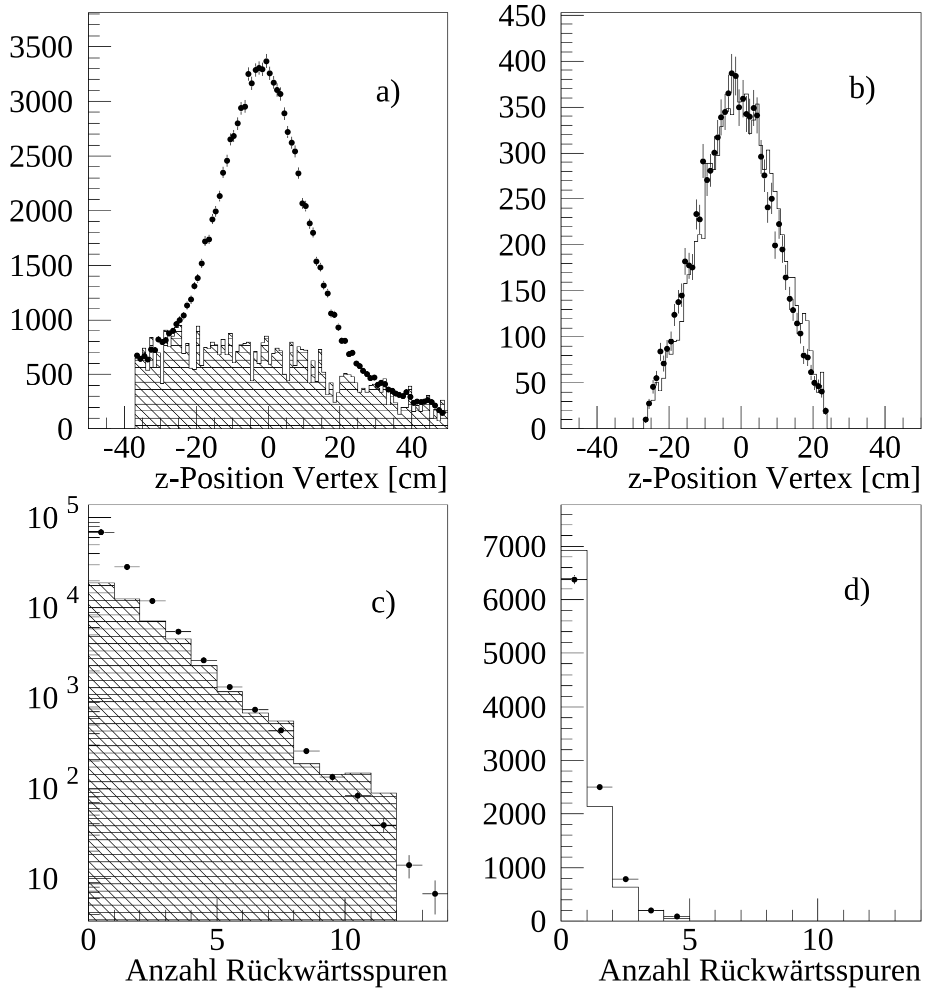

Abbildung 4.12: *a) Die z-Position des Vertex vor den Selektionsschnitten. Die schraffierte Fläche ist der aus Pilotpaketen abgeschätzte Untergrundanteil. b) z-Position des Vertizes nach allen Analyseschnitten im Vergleich mit den Monte-Carlo-Ereignissen. c), d) Entsprechend für die Anzahl der Spuren aus der Rückwärtsrichtung.*

Diejenigen vom Protonstrahl erzeugten Untergrundereignisse, welche aus der Rückwärtsrichtung in den Detektor eindringen, werden durch einen Schnitt auf die Anzahl der Spuren aus dieser Richtung N_{Bwd} im Vergleich zur Anzahl der Spuren N_{Vertex}, die auf die Vertexregion zeigen, unterdrückt (Abb. 4.12 c):

$$N_{Bwd} \leq min(5,\ N_{Vertex})$$

4.4.4 Untergrundfilter für kosmische Strahlung und Strahlhalomyonen

Die verbleibenden Ereignisse weisen noch einen signifikanten Anteil von Ereignissen mit Halomyonen bzw. kosmischer Strahlung auf. Zur Unterdrückung dieser Ereignisse wird ein spezieller Filter verwendet, der typische Signaturen erkennt [20]. Der Filter verwirft Ereignisse, bei denen:

- Eine lange Spur im Flüssigargonkalorimeter parallel zur Strahlrichtung gefunden wurde; die Anforderungen an diese Spur sind geringer, wenn diese Spur zusätzlich in der hinteren Endkappe des instrumentierten Eisens gefunden wird (wirksam gegen Halomyonen).
- Eine Spur (oder zwei gegenüberliegende Cluster) im instrumentierten Eisen gefunden wird und 90% (85%) aller Energiedeposition im Flüssigargonkalorimeter innerhalb eines Zylinders mit 90 cm Radius um die Spur herum liegt (wirksam gegen Halomyonen und kosmische Myonen).
- Zwei Spuren auf entgegengesetzten Positionen im Mantelbereich vom instrumentierten Eisen gefunden werden, die zu einer Spur kombiniert werden können (wirksam gegen kosmische Myonen).
- In der zentralen Jetkammer bei geringer Gesamtzahl zwei Spurstücke gefunden werden, die zu einer kombiniert werden können (wirksam gegen kosmische Myonen).

Mittels visueller Kontrolle von Ereignissen wurde geprüft, daß dieser Filter sehr effizient Untergrundereignisse unterdrückt. Die Ineffizienz für echte Ereignisse kann mit der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt werden. Sie liegt unter 0.2% und kann in der Analyse vernachlässigt werden.

Nach allen Schnitten bleiben insgesamt 10122 Ereignisse übrig.

4.4.5 L1 Triggereffizienz

In der Datennahmeperiode 1995 standen zwei L1-Subtrigger zur Verfügung, um Ereignisse mit einem gestreuten Elektron im Kleinwinkelelektrondetektor zu erkennen. Diese Trigger wurden während der Datennahmeperiode mehrfach verändert und wegen ihrer hohen

AST	Runbereich	Triggerbedingung
s82	116859-121503	`eTAG && LAr_BR`
s82	121504-125074	`(eTAG` $\|\|$ `eTAG44) && LAr_BR`
s82	125075-Ende	`(eTAG` $\|\|$ `eTAG44) && LAr_BR && DCRPh_TNeg`
s83	115472-121503	`eTAG && DCRPh_TNeg`
s83	121504-129459	`eTAG && DCRPh_TNeg && zVTX_Mul` $>$ `1`
s83	129460-130408	`eTAG && DCRPh_TNeg`
s83	130409-Ende	`eTAG && DCRPh_TNeg && zVTX_Mul` $>$ `1`

Tabelle 4.2: *Die Konfigurationen der beiden benutzten Subtrigger in den verschiedenen Runbereichen.*

Rate außerdem noch untersetzt. Beides erschwert die Analyse der Triggereffizienz. Die wichtigsten verwendeten Triggerelemente sind

1. eTAG: Dieses Element wird gesetzt, wenn ein Elektronkandidat im Kleinwinkelelektrondetektor ET33 gemessen wurde.

2. eTAG44: Entsprechend für den Kleinwinkelelektrondetektor ET44.

3. DCRPh_TNeg: Dieses Element wird von den zentralen Jetkammern erzeugt. Der Jetkammertrigger teilt die Kammer in der $r-\phi$-Ebene in positiv bzw. negativ gekrümmte, radiale Spurmasken ein. Werden in einer dieser Masken eine Mindestanzahl von getroffenen Drähten gesetzt, so wird ein der Maske entsprechendes Triggersignal ausgelöst und mit Signalen von anderen Masken zu einem Triggerelement kombiniert. Das betrachtete Triggerelement steht in diesem Fall für mindestens einen Spurkandidaten (Maske) mit negativer Krümmung.

4. LAr_BR: Ein Bigtower im Flüssigargonkalorimeter muß gesetzt und ein Spurkandidat in einer von dem Wechselwirkungspunkt auf den Bigtower zeigenden Spurmaske der zentralen Proportionalkammern gefunden worden sein (ein sogenannter Bigray).

5. zVTX_Mul >1: In den zentralen Proportionalkammern müssen mindestens zwei Spurkandidaten gefunden werden.

Die benutzten Subtrigger sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Zusätzlich zu den aufgeführten Bedingungen kommen noch sogenannte T0- und Veto-Trigger. Erstere werden von verschiedenen Subdetektoren erzeugt und mit den übrigen Elementen per logischem „UND“ verknüpft. Sie dienen insbesondere dazu, den genauen Ereigniszeitpunkt festzulegen. Die Veto-Trigger sind zusätzliche Bedingungen, die eindeutige Untergrundsignaturen erkennen sollen. Sind sie gesetzt, wird das Ereignis verworfen. Diese zusätzlichen Bedingungen stellen sehr viel schwächere Anforderungen dar, als die aufgeführten Hauptkomponenten der Trigger. Alle T0- und Veto-Triggereffizienzen wurden anhand von unabhängigen Vergleichstriggern überprüft. Es konnten keine Ineffizienzen festgestellt werden.

Die Effizienz des eTAG-Triggerelementes ist bereits in der Parameterisierung für die Simulation des Kleinwinkelelektrondetektors enthalten und wird deshalb hier nicht weiter untersucht. Die Effizienz des DCRPh_TNeg- und des zVTX_Mul-Elementes kann nur mit unabhängigen Vergleichstriggern überprüft werden. Dazu wurde ein Satz von Subtriggern (s67, s68, s80 mit insgesamt 258 selektierten Ereignissen) ausgesucht, die keine Informationen der Spurkammern benutzten und somit als unabhängig angesehen werden können. Für das zVTX_Mul-Element wurde keinerlei Ineffizienz beobachtet. Die Effizienzen des DCRPh_TNeg-Triggerelementes sind in der Abbildung 4.13 dargestellt. Die Gesamteffizienz des DCRPh_TNeg-Triggerelementes beträgt 98.8%. Offenbar gibt es keine signifikante Abhängigkeit von einer der untersuchten kinematischen Größen.

Die Effizienz des s82-Subtriggers wird mit Hilfe des s83-Subtriggers bestimmt, dessen Effizienz nun vollständig bekannt ist. Ereignisse, in denen nur das eTAG44-Triggerelement und nicht das eTAG-Triggerelement gesetzt wurden, werden verworfen und in der gesamten Analyse nicht verwendet. Nach diesem Schritt entspricht der s82-Subtrigger im wesentlichen dem s83-Subtrigger plus dem zusätzlichen Triggerelement LAr_BR. Dessen Effizienz ergibt sich also unmittelbar durch den Anteil der Ereignisse mit gesetztem, aktuellen s83-Subtrigger, die zusätzlich auch das Triggerelement LAr_BR gesetzt haben. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Effizienzen werden in Abhängigkeit von der Meßgröße x_γ benutzt. Die Abhängigkeit der LAr_BR-Effizienz von x_γ wird zur Glättung durch ein Polynom parametrisiert (Abb. 4.14):

$$Eff_{LArBR}(x_\gamma) = min(1., 0.58\ + 2.06 * x_\gamma - 7.25 * x_\gamma^2 + 9.20 * x_\gamma^3 - 3.63 * x_\gamma^4)$$

99.5% der Ereignisse mit gesetztem reinen Subtrigger RST(82), der ja nur RST(83) plus einer zusätzliche Bedingung entspricht, haben auch RST(83) gesetzt. Die die nicht in der eTAG-Parameterisierung erfaßte Gesamteffizienz der kombinierten Subtrigger beträgt also über 99%, die im wesentlichen schon von RST(83) erreicht werden. Beide Trigger liefen aber die meiste Zeit untersetzt, so daß durch Kombination beider Trigger die Zeitspanne, in der wenigstens einer der beiden aktiv war, erheblich vergrößert wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß einer der Trigger mit einer Untersetzung z_i zu einem bestimmten Zeitpunkt aktiv ist, beträgt

$$P_{RST(i)}(aktiv) = \frac{1}{z_i}$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß überhaupt einer von beiden Subtriggern aktiv ist, beträgt folglich

$$P_{RST(82) \vee RST(83)}(aktiv) = \frac{1}{z_{RST(82)}} + \frac{1}{z_{RST(83)}} - \frac{1}{z_{RST(82)} * z_{RST(83)}}$$

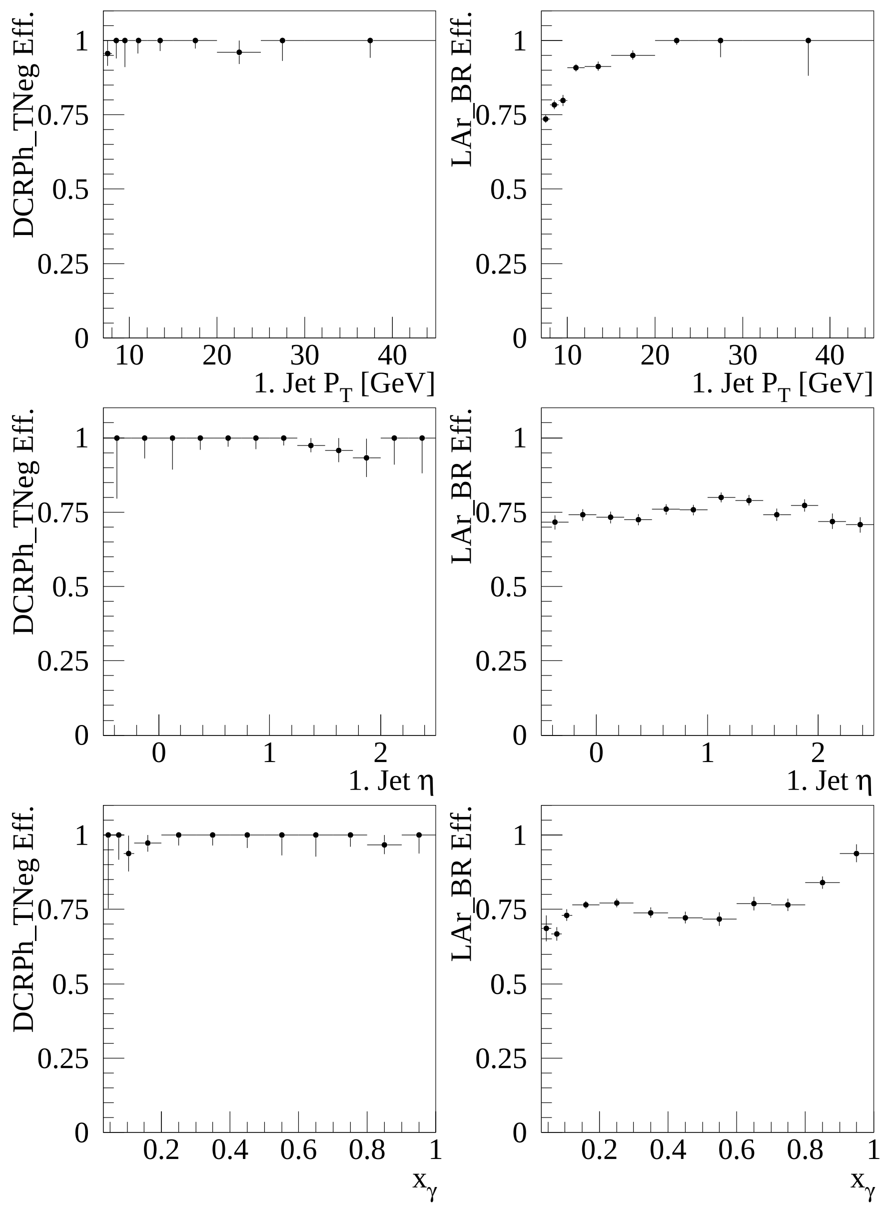

Abbildung 4.13: *Die Abhängigkeit der Effizienzen des DCRPh_TNeg-Triggerelementes (links) und des LAr_BR-Triggerelementes (rechts) von dem* p_T *und* η *des härtesten Jets im Ereignis sowie von* x_γ.

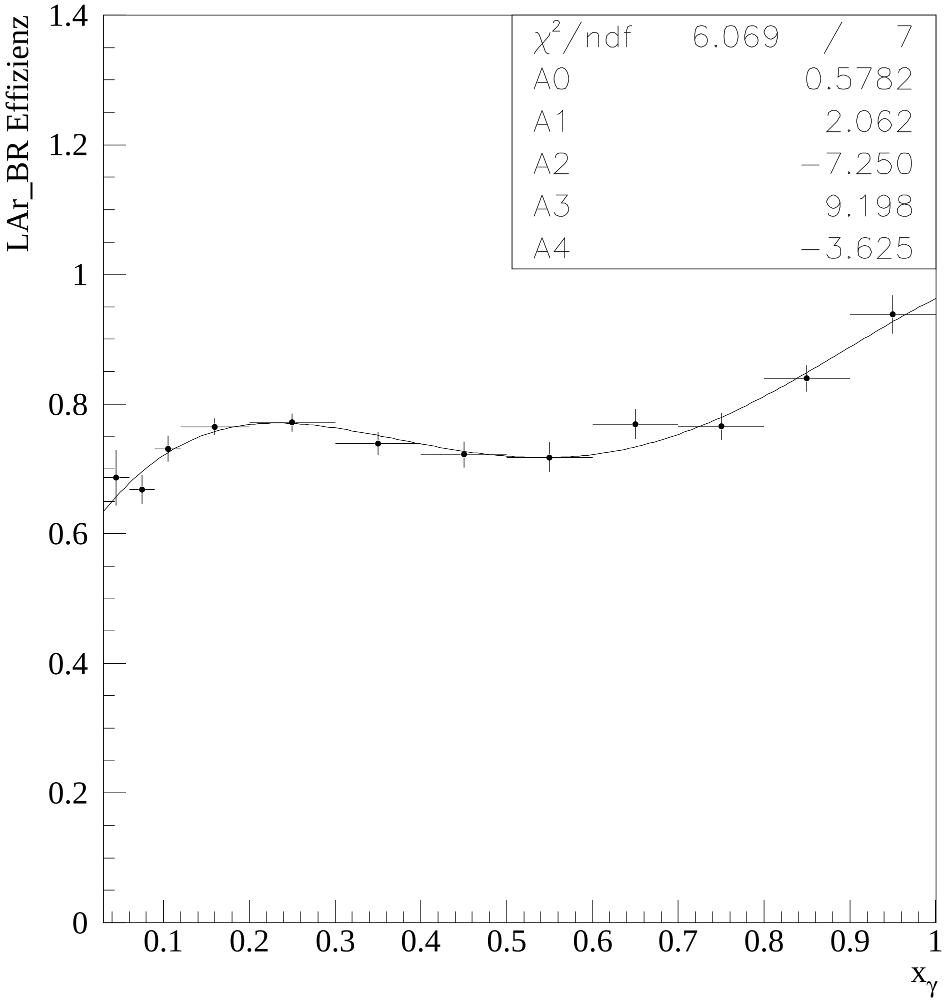

Abbildung 4.14: *Die Parametrisierung der LAr_BR-Effizienz in Abhängigkeit von* x_γ.

Zur Berücksichtigung der Triggereffizienz müßte nun jedes Ereignis mit dem Kehrwert der Triggereffizienz gewichtet werden, die jedoch im weiteren näherungsweise als 100% betrachtet wird. Der Fehler dieser Näherung wird in einer konervativ abgeschätzten systematischen Unsicherheit der Triggereffizienz von 5% mit berücksichtigt. Die Korrektur für den Untersetzungsfaktor muß nach dem Muster der rohen Subtrigger in jedem Ereignis durchgeführt werden:

Subtriggermuster	Gewicht^{-1}
$RST(82) \wedge \neg RST(83)$	$P_{RST(82)}(aktiv)$
$\neg RST(82) \wedge RST(83)$	$P_{RST(83)}(aktiv)$
$RST(82) \wedge RST(83)$	$P_{RST(82) \vee RST(83)}(aktiv)$

4.4.6 L4-Triggereffizienz

Während der Datennahme des Jahres 1995 existierten noch keine einsatzbereiten Trigger auf den Stufen L2 oder L3. Der L4-Trigger hat jedoch alle Daten gefiltert und muß ebenso auf Ineffizienzen untersucht werden. Von den vom L4-Trigger zurückgewiesenen Ereignissen werden für Effizienzstudien 1% dauerhaft gespeichert. Mit den in dieser Analyse benutzten Schnitten wird keines dieser Ereignisse akzeptiert. Damit läßt sich mit 95%iger Wahrscheinlichkeit eine obere Grenze von 300 verworfenen Ereignissen bei insgesamt 8737 mit den L1-Triggerbedingungen selektierten Ereignissen angeben. Die Unsicherheit beträgt daher 3.4% und wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

4.4.7 L5 Klassifikationseffizienz

Nach den eigentlichen Triggerstufen findet eine Vorselektion für alle Daten statt, die sogenannte L5-Klassifikation. Effektiv sind nur diejenigen Ereignisse für eine spätere Analyse nutzbar, die in eine von 32 Klassen dieser Vorselektion fallen. In dieser Arbeit wird die L5-Klasse 20 benutzt, die durch folgende Schnitte definiert wird:

1. Es wurde ein Primärvertex mit $-40\text{cm} < z - \text{Position} < \mathit{50}\,\text{cm}$ rekonstruiert.

2. Die Anzahl der Spuren aus der Rückwärtsrichtung ist kleiner oder gleich dem Maximum von vier und der Anzahl der Spuren, die auf den Vertex zeigen.

3. Im Kleinwinkelelektrondetektor bei -33 m wurde ein Elektron mit einer Energie größer als 4 GeV rekonstruiert.

4. Es wurden zwei Jets mit einem Radius $R < 1.$ und $p_T > 5\text{GeV}$ gefunden.

Diese Bedingungen sind schwächer als die in dieser Analyse verwendeten; durch die L5-Vorselektion treten daher keine Ineffizienzen auf.

4.5 Integrierte Luminosität des Datensatzes

4.5.1 Luminositätsmessung

Die Luminosität der genommenen Daten steht zwar als Online-Messung während der Datennahme zur Verfügung, die größte Genauigkeit wird aber erst durch eine nachträgliche Analyse erreicht. Die verwendete Methode basiert auf dem Bremsstrahlungsprozeß

$$ep \to ep\gamma,$$

dessen Wirkungsquerschnitt mit großer Genauigkeit bekannt ist. Zur Identifizierung der Reaktion stehen zwei Methoden zur Verfügung:

1. Die Koinzidenzmethode, bei der sowohl das Elektron als auch das Photon im Detektor beobachtet werden.
2. Die Einzel-Photon-Methode, bei der nur das Photon beobachtet wird.

Die Koinzidenzmethode wird im H1-Experiment für die Online-Messung der Luminosität benutzt. Die endgültige Luminositätsbestimmung wird für jeden Run mit der Einzel-Photon-Methode durchgeführt [28]. Die so erhaltenen Werte entsprechen jedoch der Luminosität, die der Detektor überhaupt gesehen hat und während derer der Trigger aktiv war. Um die tatsächlich den selektierten Daten zu Grunde liegende Luminosität zu bestimmen, müssen noch einige Korrekturen angebracht werden.

4.5.2 Korrekturen

Die durchgeführten Korrekturen sind

1. Hochspannungskorrektur: Während der Datennahme wird aufgrund zu hoher Strahlenbelastung oder Fehlfunktionen hin und wieder die Hochspannung einzelner Subdetektoren reduziert und der Detektor insensitiv. Der Hochspannungszustand jedes Subdetektors wird automatisch aufgezeichnet, so daß eine einfache Korrektur möglich ist, indem Zeitspannen, während derer einer der benutzten Subdetektoren nicht die Sollwerte aufwies, herausgenommen wurden.
2. Die z-Vertex-Korrektur: Die für einen Run gemessene Luminosität muß auf den selektierten Bereich der z-Vertexposition korrigiert werden, da die Luminositätsmessung dem gesamten z-Vertexpositionsbereich von $-5\mathrm{m} < \mathrm{z} - \mathrm{Vertex} < +5\mathrm{m}$ entspricht, für den der H1-Detektor sensitiv ist (Abb. 4.15). Hierbei müssen insbesondere die Luminositätsanteile der sogenannten Satellitenpakete berücksichtigt werden, die kurz vor bzw. hinter den Hauptpaketen auftreten und deren Anteil separat gemessen wird.

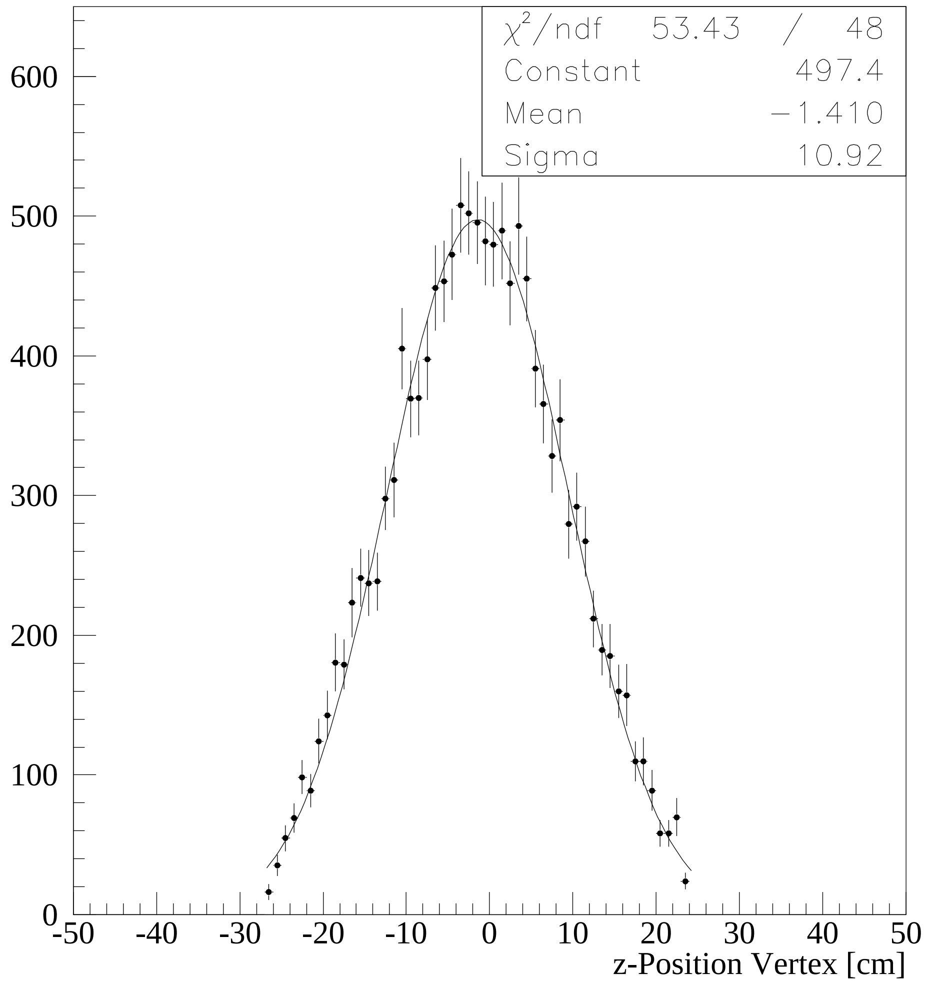

Abbildung 4.15: *Die Verteilung der z-Position des Vertex aller selektierten Ereignisse und eine angepaßte Gaußfunktion. Geschnitten wurde auf den Bereich* ± 25*cm um den Mittelwert der angepaßten Gaußverteilung von -1.41 cm.*

3. Trigger: Da beide Subtrigger untersetzt werden, wird die Luminosität, während derer jeder der gewählten Trigger aktiv ist, um den entsprechenden Untersetzungsfaktor verringert. Dies wird bereits in der Triggereffizienz berücksichtigt und ist hier nur noch zur Verdeutlichung der Größe des Effektes angegeben.

Die Resultate der Korrekturen sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Trigger	Messwert	HV-Korrektur	HV- und z-Vertexkorrektur	Untersetzung
s82	$3.68pb^{-1}$	$3.03pb^{-1}$	$2.96pb^{-1}$	$1.78pb^{-1}$
s83	$3.68pb^{-1}$	$3.03pb^{-1}$	$2.96pb^{-1}$	$1.24pb^{-1}$
s82∨s83	$3.68pb^{-1}$	$3.03pb^{-1}$	$2.96pb^{-1}$	$2.14pb^{-1}$

Tabelle 4.3: *Die integrierte Luminosität für die verschiedenen Triggerbedingungen und Korrekturschritte. Die effektiv von den Subtriggern gesehene Luminosität beträgt* $2.14pb^{-1}$.

4.6 Vergleich zwischen Monte-Carlo und realen Ereignissen

Die Monte-Carlo-Simulation beschreibt die realen Ereignisse insgesamt recht gut. Die Abbildung 4.16 a) und b) zeigen, daß die Verteilungen der Abstände der Jets in η bzw. ϕ von der Simulation sehr gut beschrieben werden. Lediglich bei sehr kleinen Differenzen zwischen den Pseudorapiditäten der Jets liegt die Verteilung der Simulation deutlich unter den realen Daten. Auch in der Differenz der Transversalimpulse stimmt die Simulation sehr gut mit den realen Ereignissen überein (Abb. 4.16 c)). Die gute Übereinstimmung in der Form der Energieverteilung innerhalb der Jets ist in Abbildung 4.16 d) dargestellt. Als Jetradius wird die Definition

$$R_{Jet} = \frac{\sum_i r_i * E_i}{\sum_i E_i}$$

verwendet, wobei die Summe über alle Energiedepositionen innerhalb des Jetkonus zu bilden ist.

Die p_T-Verteilung der Jets wird ebenfalls im allgemeinen Verlauf gut beschrieben (Abb. 4.17 a)). Die Verteilungen der Simulation weisen jedoch etwas mehr Jets bei kleinen Transversalimpulsen auf. Abweichungen zwischen den simulierten und den realen Ereignissen treten ebenfalls in den η-Verteilungen der Jets zutage: Bei großen Werten von η gibt es deutlich mehr reale Ereignisse (Abb. 4.17 b)). Diese Abweichung ist auch in der E_T-Verteilung zu beobachten: Abbildung 4.17 c) zeigt, daß die realen Ereignisse im Mittel mehr E_T aufweisen. Dieser „Überschuß“ gegenüber dem Modell tritt im wesentlichen im vordersten Bereich des Detektors auf. Wenn nur Energiedepositionen außerhalb dieses Bereiches berücksichtigt werden, stimmen reale Daten und Simulation gut überein (Abb. 4.17 d)).

Weiteren Aufschluß über diese Abweichung bieten die Jetprofile. Die Jetprofile werden gebildet, indem die mittlere Energiedeposition gegen den Abstand in ϕ-Richtung zur Jetachse aufgetragen wird. Dabei wird nur ein Band in η-Richtung berücksichtigt, welches die Breite des Jets besitzt. Dieses ϕ-Profil wird in drei verschiedenen η_{Jet}-Bereichen und zwei $p_{T,Jet}$-Bereichen gebildet. Für Jets mit einem Transversalimpuls oberhalb von 10 GeV ist die Übereinstimmung zwischen realen Daten und simulierten Daten sehr gut, bei kleiner-

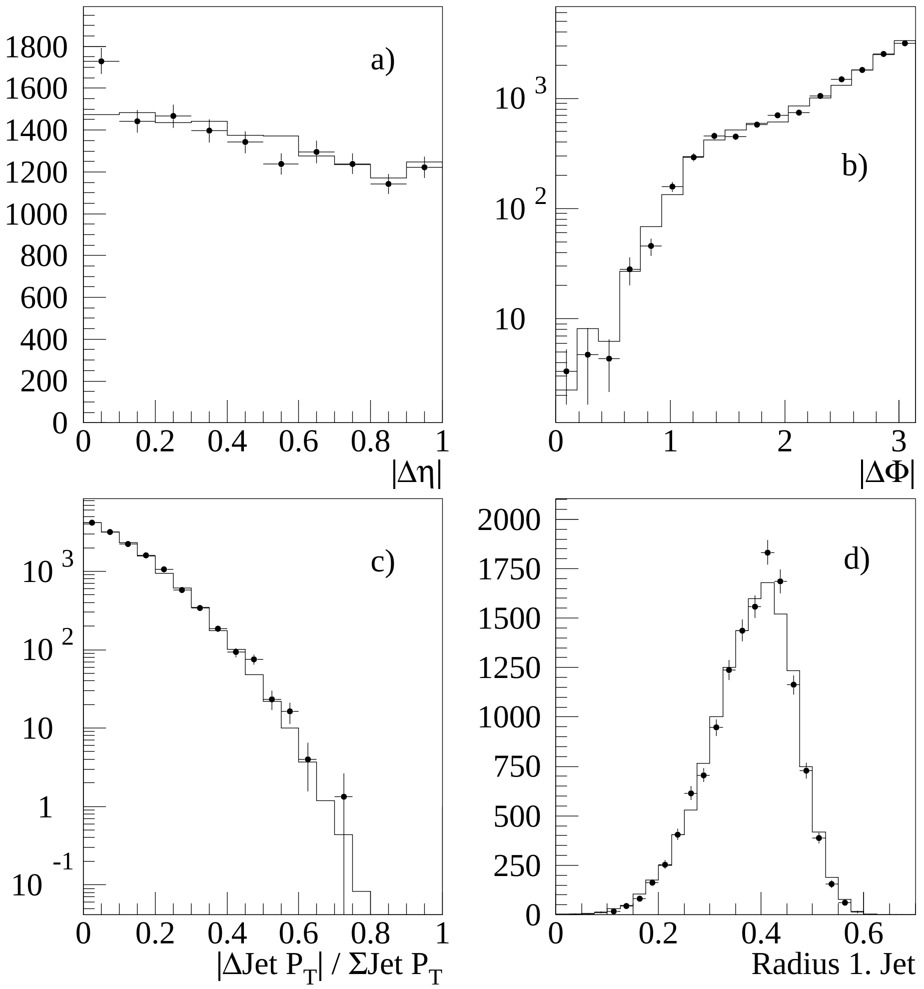

Abbildung 4.16: *a) Abstand der Jets in η. b) Abstand der Jets in ϕ. c) Differenz der transversalen Jetimpulse geteilt durch die Summe. d) Der energiegewichtete Mittelwert des Abstandes der Energiedepositionen im Jetkonus zur Jetachse. Die Monte-Carlo-Verteilungen sind auf die Anzahl der realen Ereignisse normiert.*

en Transversalimpulsen treten Abweichungen lediglich bei großen η_{Jet} auf: In den realen Ereignissen wird im Bereich außerhalb der eigentlichen Jets im Mittel mehr Energie deponiert, als dies für die simulierten Ereignisse der Fall ist (Abb. 4.18). Zusammenfassend zeichnen die Abweichungen der Simulation von den realen Daten folgendes Bild:

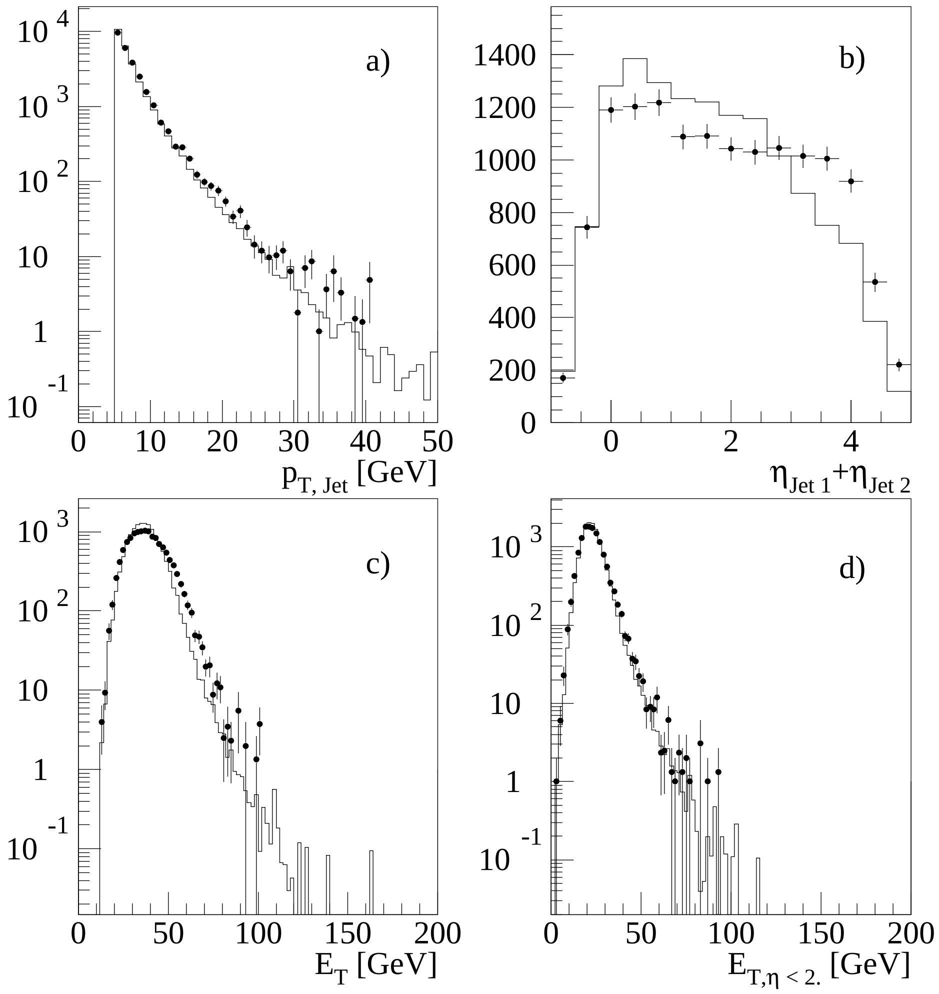

Abbildung 4.17: *a) Das steil abfallende p_T-Spektrum der Jets. b) Die Summe der beiden Jet-η. c) Das gesamte E_T im Detektor. d) Das E_T für alle Energiedepositionen und Spuren mit $\eta < 2.$, also ohne den vorderen Detektorbereich.*

1. In den simulierten Ereignissen weisen niederenergetische Jets in Vorwärtsrichtung einen zu geringen Energiefluß außerhalb der Jetbereiche auf.

2. Die Jetrate der simulierten Ereignisse ist in Vorwärtsrichtung zu niedrig.

3. Die realen Ereignisse weisen eine höhere relative Rate als die Simulation bei kleinen Abständen der Jets in der Pseudorapidität auf.

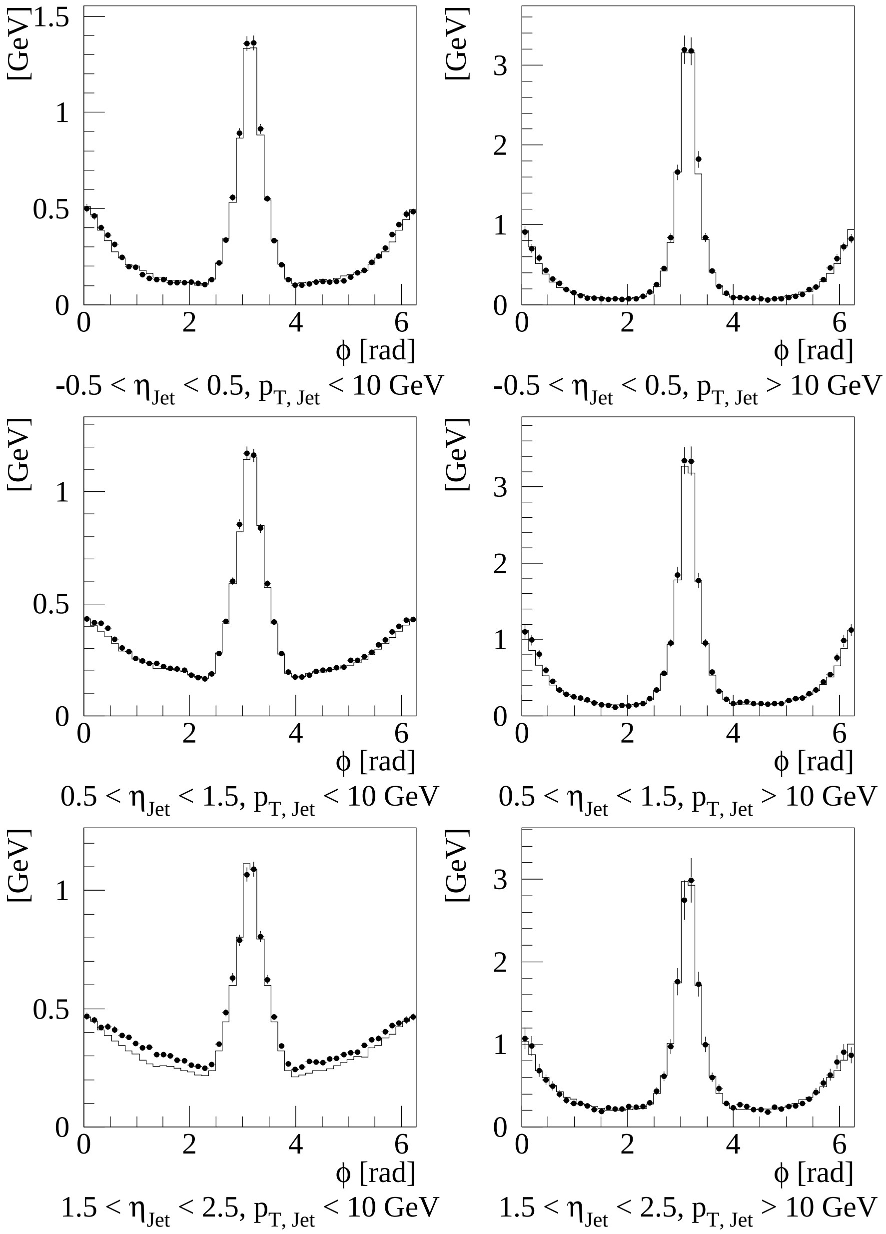

Abbildung 4.18: *Die ϕ-Profile der Jets. Gezeigt ist die mittlere Energiedeposition pro Jet in einem Streifen $|\eta - \eta_{Jet}| < 0.7$ um die Jetachse für drei verschiedene Intervalle in η_{Jet} und zwei Intervalle in $p_{T,Jet}$.*

Der erste Punkt legt einen zusätzlichen Energiefluß in den realen Ereignissen, der in ϕ nicht mit den Jets korreliert ist, d.h. eine erhöhte Sockelenergie, nahe. Dadurch würde gleichzeitig der zweite Punkt erklärt, da ein solcher zusätzlicher Energiefluß die Jetrate erhöhen muß. Die Abweichung der Jetrate alleine könnte jedoch auch durch einen stärkeren Anstieg der Strukturfunktion zu kleinen x_γ verursacht werden. Es wurden daher die simulierten Ereignisse entsprechend der höheren Rate der realen Daten umgewichtet und erneut der Energiefluß untersucht. Dadurch wurde die Beschreibung der realen Daten jedoch nicht signifikant verbessert, so daß folglich der beobachtete Effekt durch die Partondichte im Photon nicht erklärt werden kann. Eine Unterschätzung der Partonschauer im Endzustand durch die Simulation kann den Effekt ebenfalls nicht erklären, da solche Abstrahlungen mit der Jetrichtung korreliert wären. Die nächstliegende Erklärung der Unterschiede zwischen der Simulation und den realen Daten ist daher ein immer noch etwas zu kleiner Anteil von Mehrfachwechselwirkungen bei kleinen Transversalimpulsen der Jets in den simulierten Ereignissen. Durch ein höheres Niveau der zusätzlichen Mehrfachwechselwirkungen wird der Energiefluß und damit aufgrund des steilen p_T-Spektrums die Rate der rekonstruierten Jets in Vorwärtsrichtung stark erhöht. Die für die Optimierung der Mehrfachwechselwirkungsrate in der Simulation benutzte Ereignisselektion verlangte zwei Jets mit mindestens je 7 GeV Transversalimpuls, so daß das Spektrum dieser Ereignisse etwas härter war, als dasjenige der hier verwendeten Ereignisse [25]. Eine Abweichung der Simulation von den realen Daten bei niederenergetischen Jets ist aus diesem Grund nicht überraschend. Da der Anteil der Mehrfachwechselwirkungen zu kleinen x_γ ansteigt, erhöht sich der Energiefluß mit größeren Pseudorapiditäten. Dadurch werden bevorzugt kleinere Energiedepositionen an der $\eta-$Akzeptanzgrenze als Jets fehlidentifiziert und die Jetrate ist bei den realen Ereignissen für kleine Abstände in η scheinbar erhöht.

Da Mehrfachwechselwirkungen in ϕ nicht mit den Jets korreliert sind, kann davon ausgegangen werden, daß sich das außerhalb der Jets beobachtete Niveau zusätzlichen Energieflusses innerhalb der Jets fortsetzt. Aus der Energieflußdichte außerhalb der Jets kann damit die Sockelenergie innerhalb der Jets, also der zusätzliche, unkorrelierte Energiefluß im Raumwinkelbereich des Jets berechnet werden. Diese Sockelenergie wird für verschiedene η-Bereiche dargestellt. Abbildung 4.19 zeigt die Sockelenergie für Jets mit weniger als 10 GeV Transversalimpuls. Die Simulation beschreibt die Messung für kleine Jetpseudorapiditäten relativ gut, unterschätzt mit zunehmendem η jedoch zunehmend die Sockelenergie. Die Form der Verteilung wird jedoch in allen Bereichen recht gut beschrieben, so daß eine einfache Korrektur möglich ist. Für größere Transversalimpulse wird die Sockelenergie in allen Bereichen sehr gut simuliert (Abb. 4.20). Die Sockelenergie hat einen sehr großen Einfluß auf die Jetrate und damit auf die Messung der Photonstrukturfunktion, so daß für den Vergleich zwischen Simulation und realen Daten eine geeignete Korrektur notwendig ist.

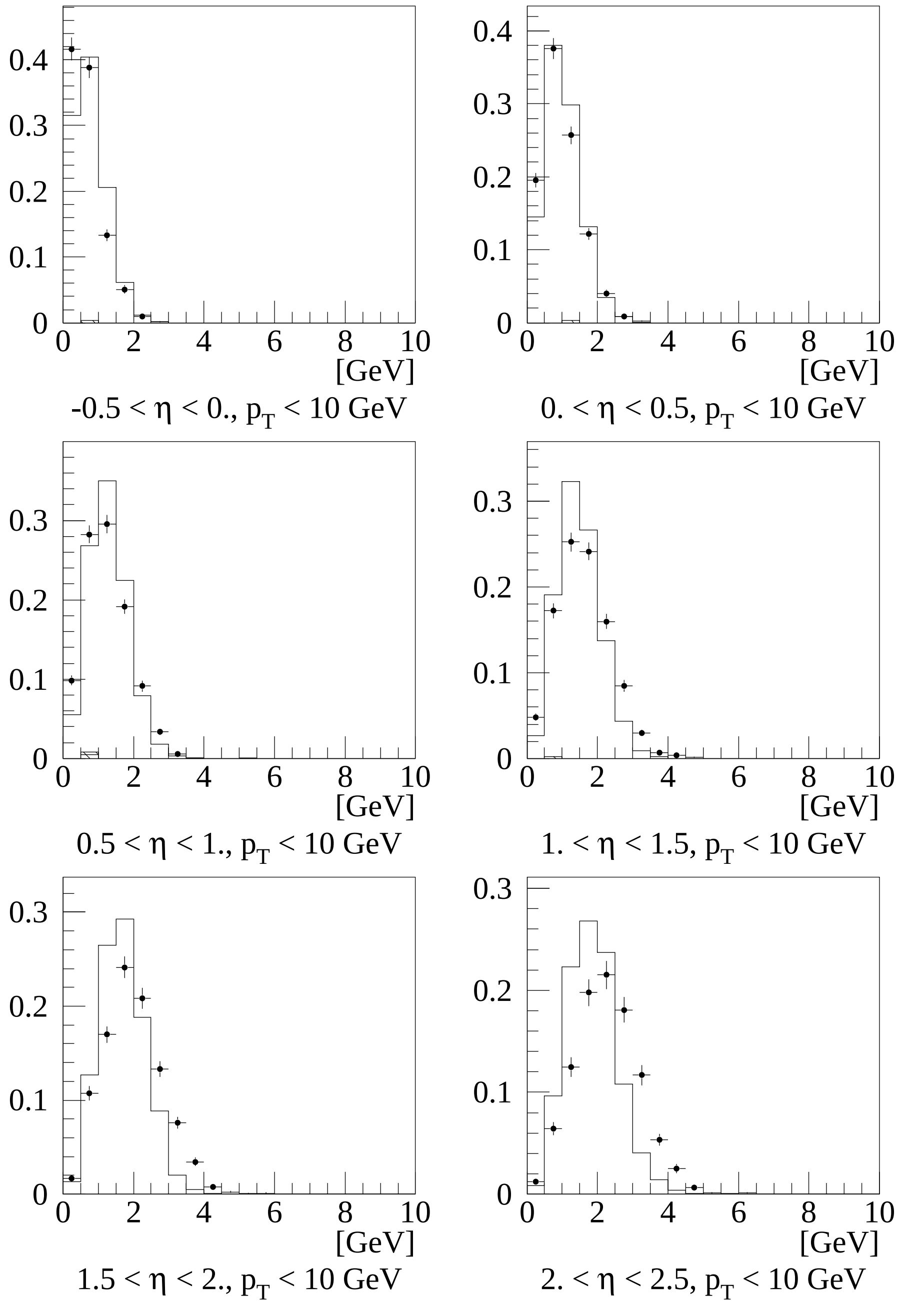

Abbildung 4.19: *Die Sockelenergie pro Jet für kleine Transversalimpulse in sechs Intervallen von* η_{Jet}.

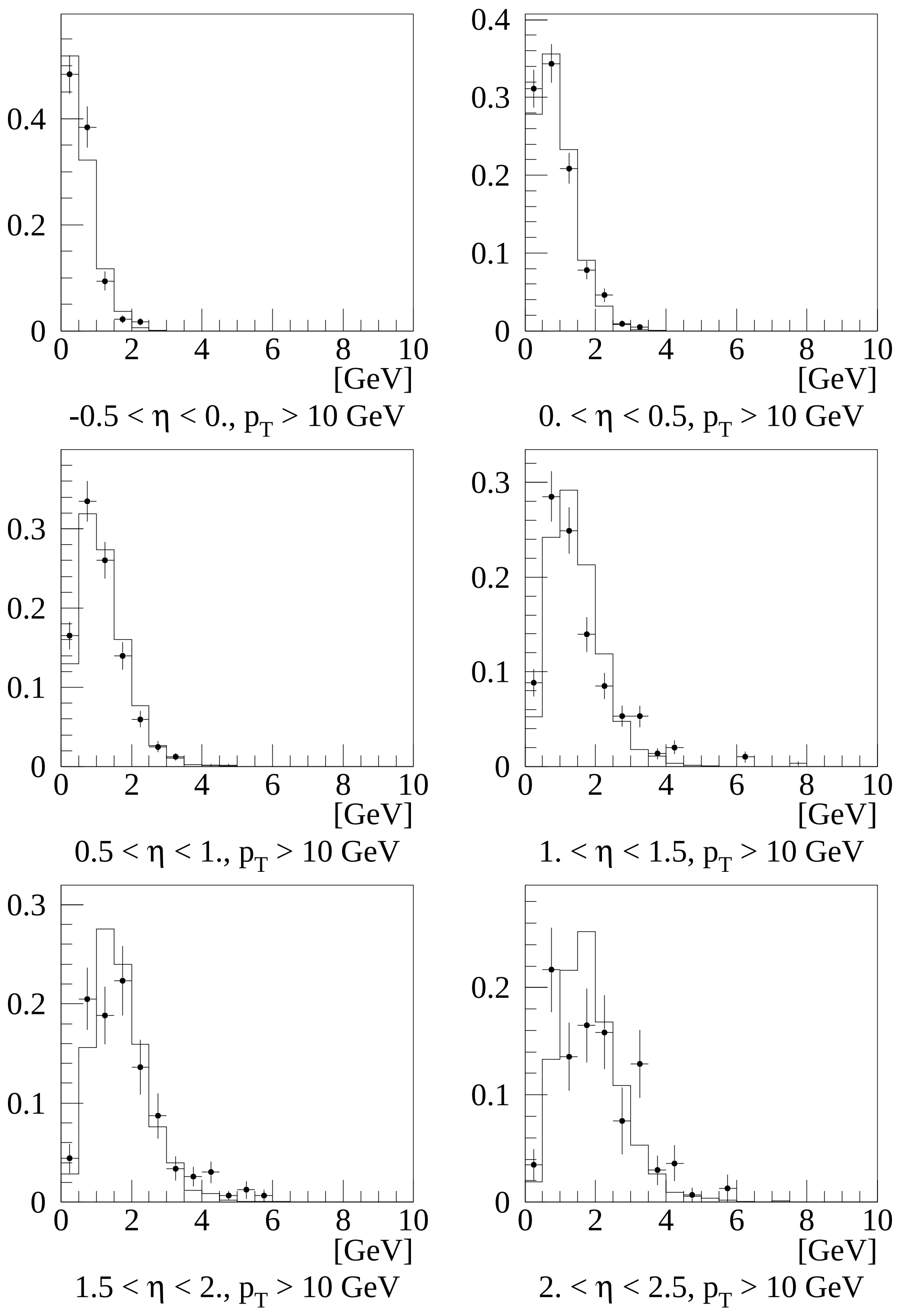

Abbildung 4.20: *Die Sockelenergie pro Jet für Transversalimpulse oberhalb von 10 GeV.*

4.7 Energieflußkorrektur der gemessenen Ereignisse

Eine Korrektur auf Ereignisebene ist wegen der großen Fluktuationen der Sockelenergie nicht möglich. Daher wird die Korrektur für die unterschiedlichen Sockelenergien in Anlehnung an das Verfahren in [29] durchgeführt. Dort wurde in den realen Ereignissen von jedem Jet die mittlere Sockelenergie in seinem kinematischen Bereich abgezogen und anschließend erneut überprüft, ob die Jets noch die Selektionskriterien erfüllen. Als mittlere Sockelenergie wurde dabei die mittlere Differenz zwischen den realen Daten und einer Simulation ohne Mehrfachwechselwirkungen benutzt, da zu diesem Zeitpunkt die Simulationen noch nicht an die beobachtete Mehrfachwechselwirkungsrate bei HERA angepaßt waren und diese noch sehr stark unterschätzten. Dieses Verfahren führt zu sehr großen Korrekturen, da von den Daten im Prinzip die gesamte Sockelenergie abgezogen wird. Es konnte aber durch eine entsprechende Vorgehensweise für zwei simulierte Datensätze mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen gezeigt werden, daß mit diesem Verfahren die korrekte Partondichte rekonstruiert wird. Die resultierende Partondichte ist jedoch wegen der großen Korrekturen mit sehr großen Fehlern behaftet. In dieser Analyse wird stattdessen nur die relativ kleine Differenz zur Simulation mit Mehrfachwechselwirkungen, die ja die realen Daten bereits recht gut beschreibt, abgezogen. Dazu wird die Differenz des Sockelenergiebeitrages pro Jet zwischen Simulation und realen Daten in Abhängigkeit von x_γ bestimmt. Diese Differenz ist in Abbildung 4.21 dargestellt.

Für x_γ-Werte größer als ca. 0.3 ist diese Differenz im Rahmen der statistischen Fehler mit Null verträglich. Zu kleineren x_γ-Werten steigt die Differenz linear an und erreicht einen Maximalwert von etwa 400 MeV. Die Sockelenergiedifferenz wird von den beiden selektierten Jets jedes realen Ereignisses abgezogen. Danach wird erneut die Jetselektion durchgeführt und das x_γ neu berechnet. Für die nun noch selektierten realen Ereignisse werden zum Vergleich erneut die ϕ-Profile mit den korrigierten Energiedepositionen gebildet (Abb. 4.22). Die Jetprofile werden nun erwartungsgemäß in allen Bereichen sehr gut durch die Simulation beschrieben. Durch diese Korrektur wird jedoch nur die Messung der Transversalimpulse der Jets korrigiert. Die Fehlidentifizierung von Jets wird hierdurch nur dann korrigiert, wenn die Transversalimpulse nahe an der Selektionsschwelle liegen und durch die Korrektur diese Ereignisse nicht mehr den Jetschnitt erfüllen. Ist der Transversalimpuls jedoch größer, so geht dieses Ereignis nach wie vor mit einem wegen der falschen Jetpseudorapidität falsch bestimmten x_γ in die Messung ein. Der Einfluß dieser Fehlidentifizierung kann durch den Unterschied in der $\Delta\eta$-Verteilung abgeschätzt werden und in den Fehler der Messung aufgenommen werden. In Abbildung 4.23 sind schließlich die resultierenden x_γ-Verteilungen nach allen anderen Korrekturen vor und nach der Sockelenergiekorrektur gezeigt. Schon die unkorrigierte Verteilung zeigt, daß die verwendete Photonstrukturfunktion eine zu große Partondichte im Photon erzeugt. Die direkte Komponente, die hauptsächlich im Bereich $0.6 < x_\gamma < 1$ beiträgt, wird hingegen deutlich unterschätzt.

Eine alternative Methode beruht darauf, Ereignisse mit starker Beimischung von Mehr-

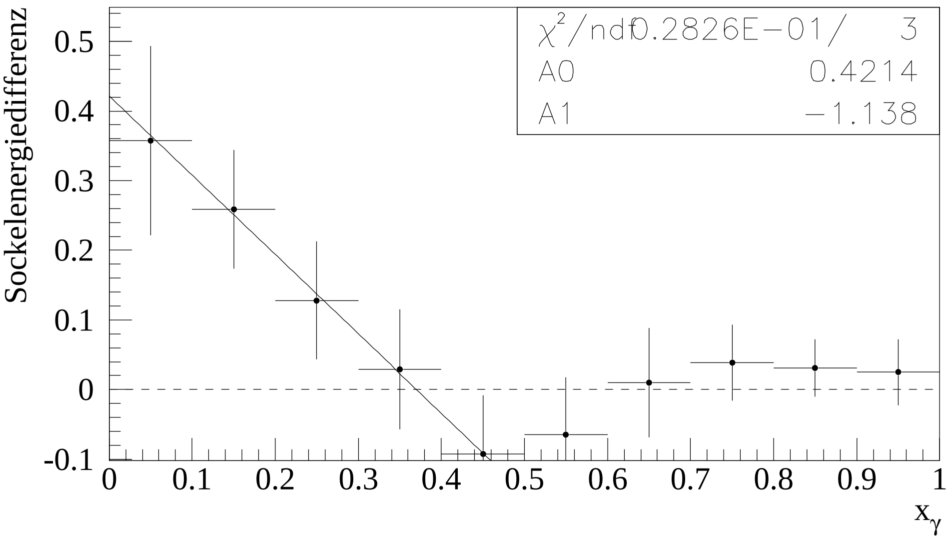

Abbildung 4.21: *Die mittlere Differenz der Sockelenergie pro Jetkonus zwischen den realen und den simulierten Ereignissen, aufgetragen gegen das rekonstruierte x_γ. Für $x_\gamma < 0.45$ wurde eine Gerade angepaßt.*

fachwechselwirkungen zu verwerfen. Dazu wird auf den Energiefluß außerhalb der beiden Jets geschnitten, indem nur genau zwei Jets mit ansonsten unveränderten Schnitten verlangt werden, d.h. ein möglicher dritter Jet darf nicht mehr als 3 GeV Transversalimpuls besitzen. Die Abbildungen 4.24 a) und b) zeigen, daß die Jetmultiplizität in der Simulation etwas zu stark abfällt, das Spektrum des dritten Jets aber gut beschrieben wird. Dieser Schnitt reduziert die Statistik sehr stark, jedoch werden danach die Jetprofile sehr gut durch die Simulation beschrieben (Abb. 4.24 c)). Eine Korrektur ist daher nicht mehr erforderlich. Die so erhaltene x_γ-Verteilung kann mit der sockelenergiekorrigierten Menge verglichen werden, indem für beide Mengen das Verhältnis von realen Daten zu simulierten Daten betrachtet wird (Abb. 4.24 d)). Im Rahmen der statistischen Fehler bestätigen die alternativen Schnitte das Ergebnis nach der Sockelenergiekorrektur. Jedoch scheint diese Methode zu tendenziell etwas höheren Partondichten zu führen. Es muß aber noch berücksichtigt werden, daß mit dieser Methode nur indirekt der Energiefluß innerhalb der Jets korrigiert wird, da ja nur auf den Fluß außerhalb der Jets geschnitten wird. Daher wird der Energiefluß durch Mehrfachwechselwirkungen außerhalb der Jets stärker unterdrückt, d.h. die Jetprofile werden gut beschrieben, innerhalb der Jets kann der Schnitt jedoch nicht vollständig auf ein unterschiedliches Niveau der Sockelenergien in den realen Daten und der Simulation korrigieren. Aus diesem Grund und wegen der wesentlich höheren Statistik

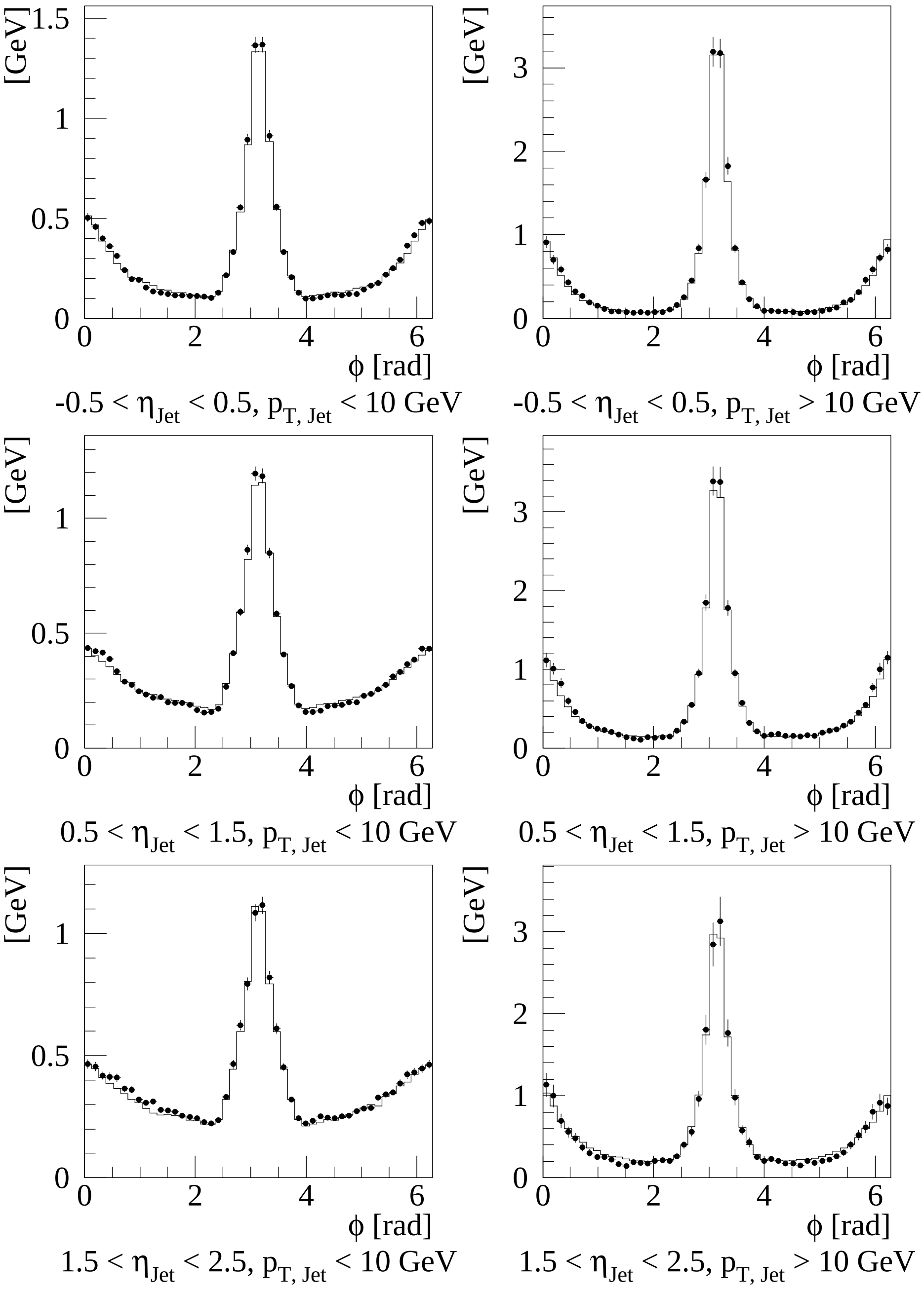

Abbildung 4.22: *Die ϕ-Profile nach der Sockelenergiekorrektur für Jets mit Transversalimpulsen unter 10 GeV.*

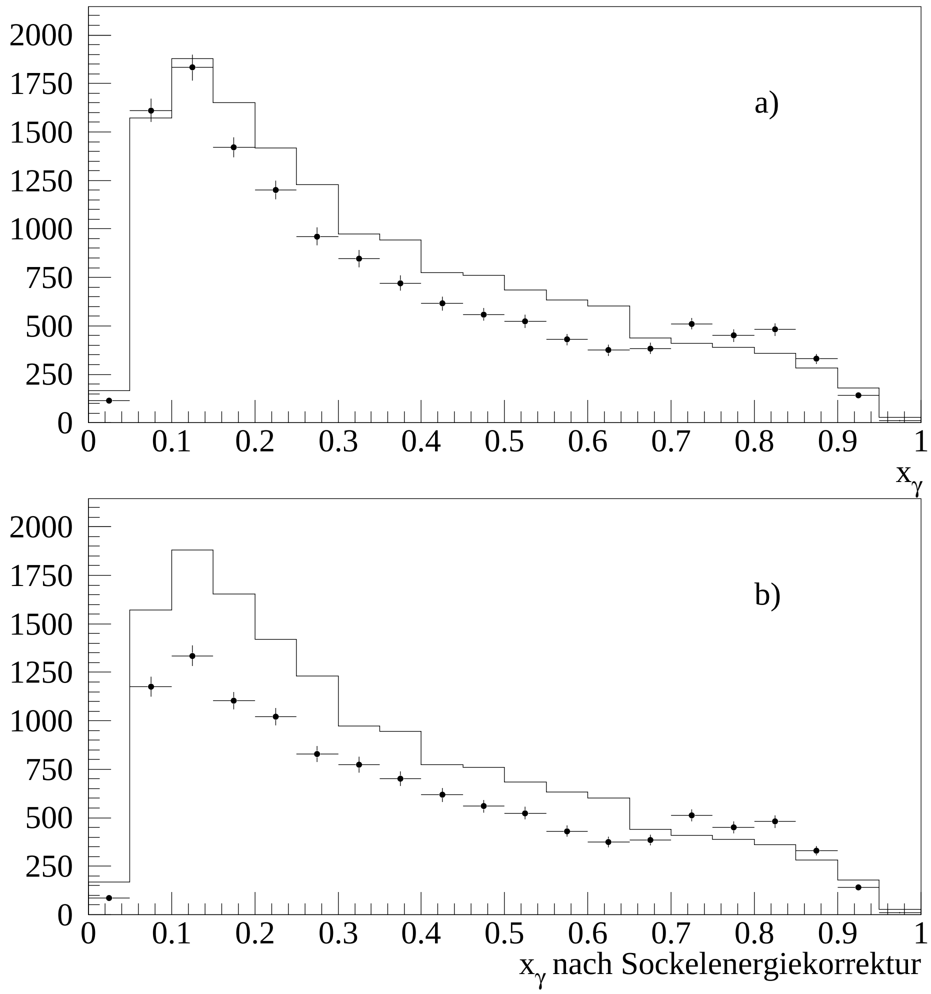

Abbildung 4.23: *a) Die x_γ-Verteilung vor der Sockelenergiekorrektur. Die Histogramme der Simulation (durchgezogene Linie) sind auf die Luminosität der realen Daten normiert. b) Die x_γ-Verteilung nach der Sockelenergiekorrektur.*

im weiteren nur noch die Ereignismenge nach der Sockelenergiekorrektur benutzt.

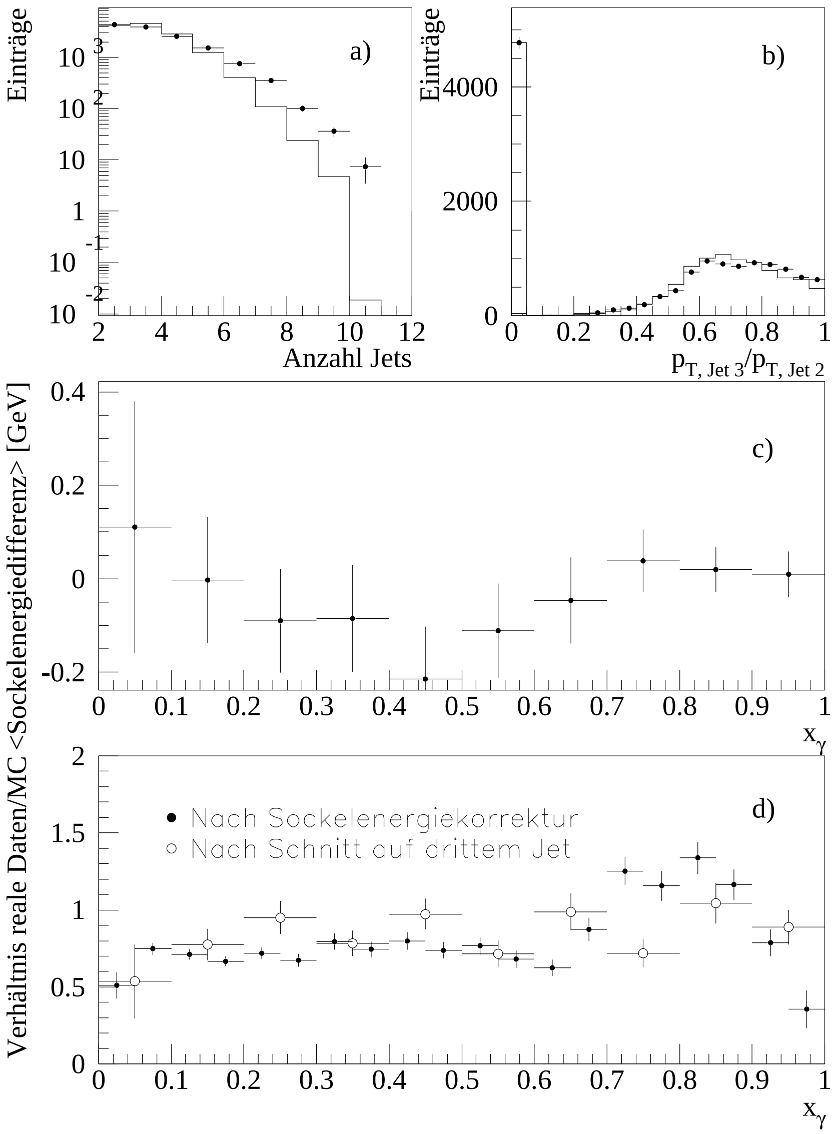

Abbildung 4.24: *a) Die Jetmultiplizitäten. b) Das Verhältnis des Transversalimpulses des dritten Jets zu dem des zweiten Jets. Da die Jets p_T-geordnet sind, ist dieser Wert kleiner oder gleich 1. c) Die Sockelenergiedifferenz pro Jetkonus zwischen den realen Daten und der Simulation. d) Das Verhältnis von realen Daten zu simulierten Daten, normiert auf die gleiche Luminosität, aufgetragen gegen das rekonstruierte x_γ für die sockelenergiekorrigierten Jets und für die Jets nach dem Schnitt auf dem dritten Jet.*

4.8 Entfaltung der Meßgröße

4.8.1 Entfaltungsalgorithmus

Zur Bestimmung der wahren x_γ-Verteilung $n_{wahr}(U_i)$ in den N_U Ursachenbins aus der gemessenen, verschmierten Verteilung $n_{gemessen}(E_j)$ in den N_E Effektbins wird die Entfaltungsmatrix $p(U_i|E_j)$ gesucht:

$$n_{wahr}(U_i) = \sum_{j=1}^{N_E} [p(U_i|E_j) * n_{gemessen}(E_j)]$$

Dazu wird ein Entfaltungsalgorithmus nach G. D'Agostini verwendet, welcher auf dem Bayes-Theorem für bedingte Wahrscheinlichkeiten beruht [26]. Das Bayes-Theorem

$$p(\text{wahrer Wert } i|\text{Meßwert } j) = \frac{p(\text{Meßwert } j|\text{wahrer Wert } i) * p(\text{wahrer Wert } i)}{p(\text{Meßwert } j)}$$

führt direkt auf eine iterative Vorschrift zur Ermittlung der Entfaltungsmatrix aus der mittels der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Migrationsmatrix $p(E_j|U_i)$ und den Effizienzen $\epsilon_i = \sum_{j=1}^{N_E} p(E_j|U_i)$:

1. Mit einer vorgegebenen Startwahrscheinlichkeitsverteilung $p_{k=0}(U_i)$ wird nach dem Bayes-Theorem die k-te Näherung der Entfaltungsmatrix berechnet:

$$p_k(U_i|E_j) = \frac{p(E_j|U_i) * p_k(U_i)}{\sum_{l=1}^{N_U} [p(E_j|U_l) * p_k(U_l)]}$$

2. Damit kann die $(k+1)$-te Näherung der wahren Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$p_{k+1}(U_i) = \frac{\frac{1}{\epsilon_i} \sum_{j=1}^{N_E} [p_k(U_i|E_j) * n_{gemessen}(E_j)]}{\sum_{i=1}^{N_U} \left[\frac{1}{\epsilon_i} \sum_{j=1}^{N_E} [p_k(U_i|E_j) * n_{gemessen}(E_j)]\right]}$$

berechnet und die nächste Näherung der Entfaltungsmatrix bestimmt werden.

Mit diesem Verfahren wird die Problematik der expliziten Invertierung der hochdimensionalen und nicht notwendigerweise reguläre Matrix $p(E_j|U_i)$ elegant umgangen.

4.8.2 Entfaltung und Erfolgskontrolle

Um die Information der gemessenen x_γ-Verteilung möglichst vollständig zu nutzen, wird für die gemessene x_γ^{Rek}-Verteilung eine sehr feine Teilung (32 Bins) und für die wahre x_γ-Verteilung eine gröbere Teilung (8 Bins) verwendet. Abbildung 4.25 zeigt in den Bins

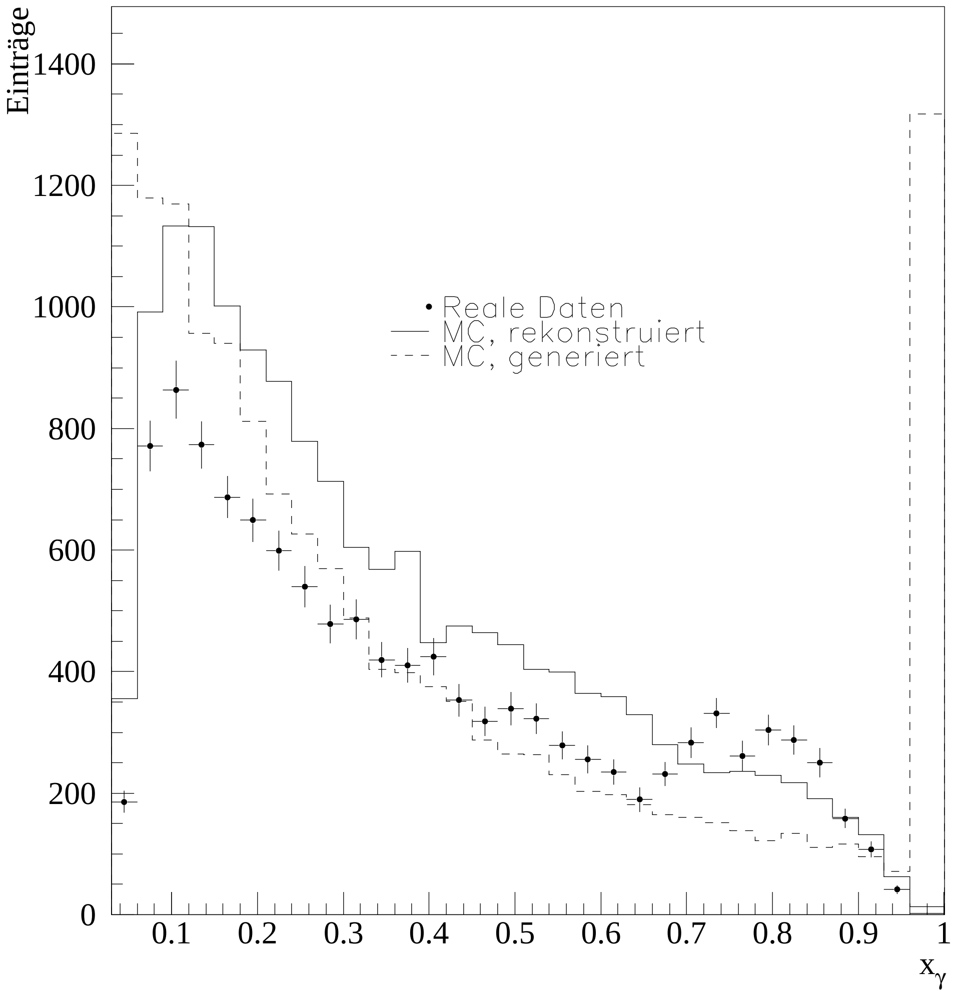

Abbildung 4.25: *Die x_γ-Verteilung der realen Daten und der Monte-Carlo-Verteilung auf Detektor- und Generatorebene.*

der gemessenen Verteilung, daß ein erheblicher Teil der simulierten Ereignisse mit einem kleinen rekonstruierten x_γ^{Rek} von Ereignissen stammt, die ein wahres x_γ unterhalb des minimalen gemessenen x_γ^{Rek} haben. Für die wahre Verteilung wird ein weiteres Migrationsbin eingeführt, das sich von $1 * 10^{-6} < x_\gamma < 0.03$ erstreckt und in dem keine realen Ereignisse gemessen wurden. Für die direkten Ereignisse wird ein weiteres Bin mit $1 < x_\gamma < 1.1$ angelegt. Mit diesen Bins wird schließlich aus der Simulation die Verschmierungsmatrix bestimmt und die Entfaltungsprozedur durchgeführt. Zur Bestimmung des systematischen

Tabelle 4.4: *Die Korrelationen zwischen den Bins der entfalteten x_γ-Verteilung.*

x_γ-Intervall	Binnummer	1	2	3	4	5	6
$1 * 10^{-6} \leq x_\gamma < 0.03$	1	1.00	0.91	0.74	0.43	0.24	0.04
$0.03 \leq x_\gamma < 0.09$	2	0.91	1.00	0.67	0.28	0.14	0.03
$0.09 \leq x_\gamma < 0.24$	3	0.74	0.67	1.00	0.68	0.31	0.05
$0.24 \leq x_\gamma < 0.48$	4	0.43	0.28	0.68	1.00	0.69	0.15
$0.48 \leq x_\gamma < 0.84$	5	0.24	0.14	0.31	0.69	1.00	0.44
$1. \leq x_\gamma < 1.1$	6	0.04	0.03	0.05	0.15	0.44	1.00

Fehlers der Entfaltungsprozedur wird die Anzahl der Iterationen variiert und neben der wahren generierten x_γ-Verteilung eine flache Verteilung als Startverteilung benutzt. Der systematische Fehler wird danach konservativ abgeschätzt. Der statistische Fehler der entfalteten x_γ-Verteilung ergibt sich unmittelbar aus dem Entfaltungsverfahren. Die Korrelationsmatrix ist in Tabelle 4.4 gegeben.

Die entfaltete wahre x_γ-Verteilung zeigt die Abbildung 4.26. Aus dem Verhältnis der gemessenen und entfalteten Verteilung zur generierten Verteilung ergeben sich die Gewichte, mit denen die Strukturfunktion der Simulation umgewichtet werden muß. Diese Gewichte sind ebenfalls in Abbildung 4.26 gezeigt und stellen das eigentliche Ergebnis der Analyse dar.

Für den Bereich mit dominierendem Anteil aufgelöster Photonen ($x_\gamma < 0.48$) ergibt die Messung mit bemerkenswerter Genauigkeit einen x_γ-unabhängigen Korrekturfaktor von ungefähr 0.7, der selbst für das Migrationsbin außerhalb des eigentlichen Meßbereiches ermittelt wurde. Der direkte Anteil muß um ungefähr 20% vergrößert werden, um die realen Daten zu beschreiben. Die Entfaltung kann nun überprüft werden, indem die simulierten Ereignisse entsprechend umgewichtet werden und verschiedene Kontrollverteilungen von Größen, in denen nicht entfaltet wurde, erstellt werden (Abb. 4.27).

Es zeigt sich, daß alle Verteilungen nach der Umgewichtung wesentlich besser durch die Simulation beschrieben werden.

4.9 Ergebnisse

4.9.1 Fehlerdiskussion

Für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit müssen die folgenden Fehlerquellen berücksichtigt werden, die nach der Größe ihres Beitrages zum Gesamtfehler angegeben werden:

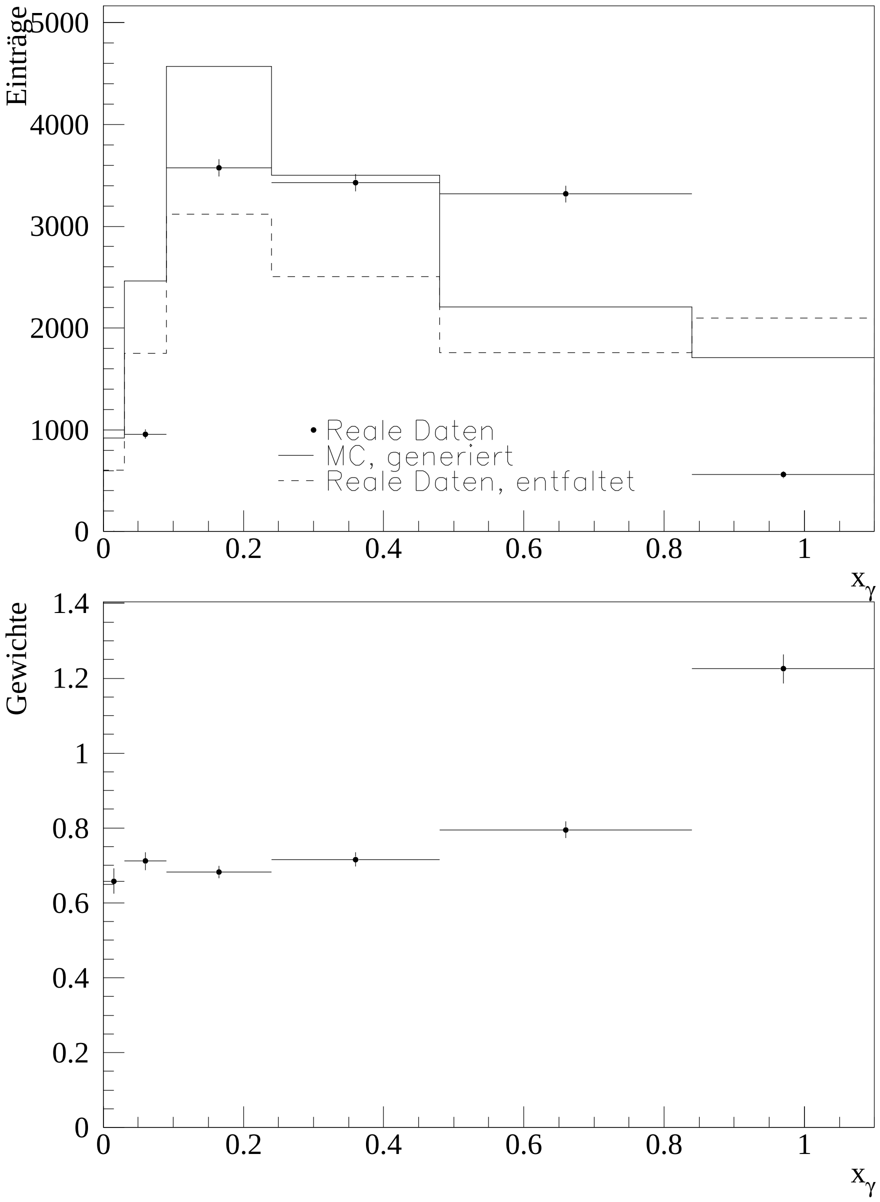

Abbildung 4.26: *Die Entfaltung der realen Daten und die resultierenden Gewichte. Das niedrigste Bin wird nur für Migrationen bei der Entfaltung benutzt. In ihm sind keine unkorrigierten Ereignisse beobachtet worden. Für $x_\gamma < 0.48$ wurde mit geringem statistischen Fehler ein konstantes Gewicht gemessen.*

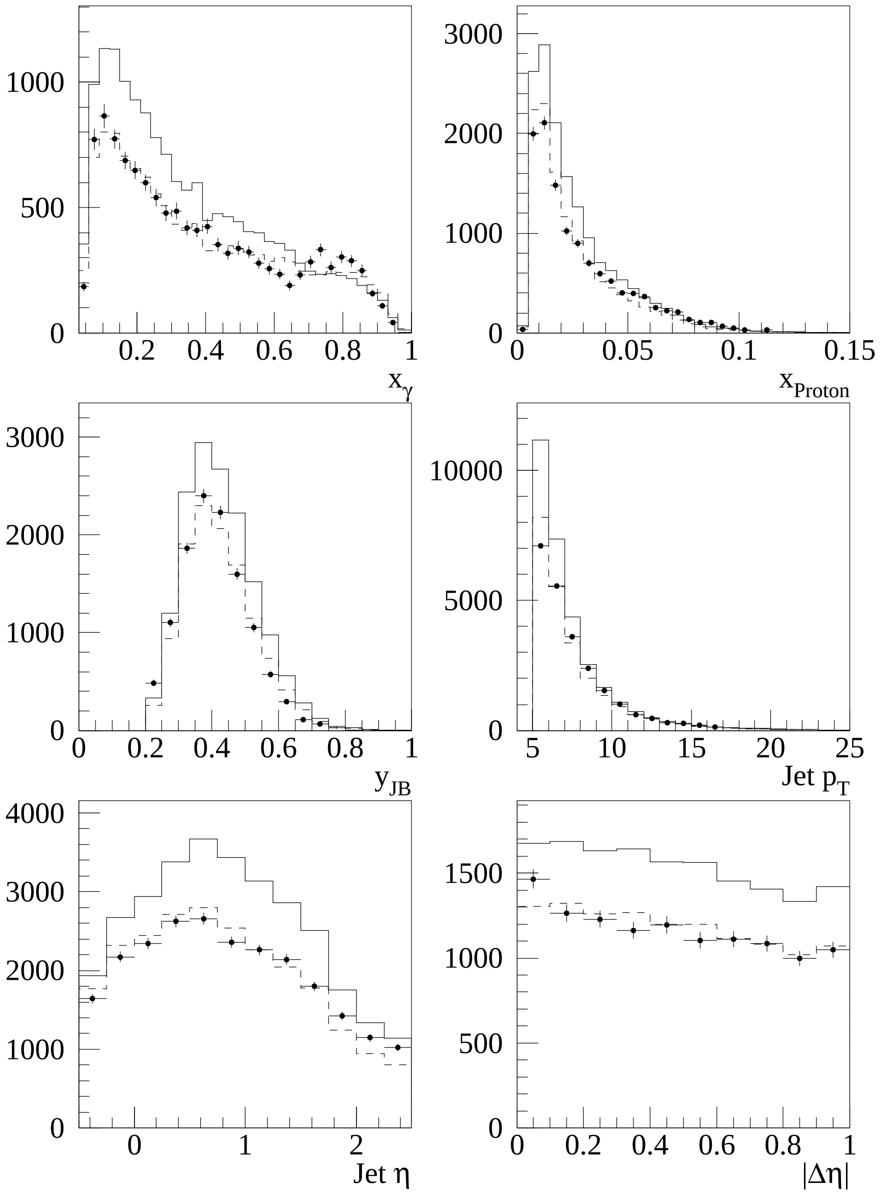

Abbildung 4.27: *Die Kontrollverteilungen zur Entfaltung. Die durchgezogene Linie entspricht der Simulation vor der Umgewichtung und die gestrichelte Linie den simulierten Ereignissen nach der Umgewichtung. Die Verteilungen sind nun auf gleiche Luminosität normiert.*

1. Eine Unsicherheit der hadronischen Energieskala des Flüssigargonkalorimeters von 4% der Energie. Dieser Zahl liegt eine Studie der p_T-Balance zugrunde [27]. Der Effekt wird berücksichtigt, indem die hadronische Energie um diese Unsicherheit variiert wird und die komplette Analyse neu durchgeführt wird. Dieser Fehler dominiert den Gesamtfehler.

2. Die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Sockelenergiekorrektur und der fehlidentifizierten Jets. Hierzu wird zunächst die Sockelenergiekorrektur um den statistischen Fehler variiert und die Analyse erneut durchgeführt. Die Abweichung zum ursprünglichen Ergebnis wird zum systematischen Fehler addiert. Zusätzlich zeigt die gemessene $|\Delta\eta|$-Verteilung nach der Korrektur immer noch eine kleine Abweichung für $|\Delta\eta| < 0.1$, wobei diese Verteilung im übrigen Bereich sehr gut durch die Simulation beschrieben wird. Diese Abweichung wird in diesem Bin mit 12% Abweichung zum Wirkungsquerschnitt der Simulation abgeschätzt und x_γ-unabhängig in den systematischen Fehler aufgenommen. Diese beiden Unsicherheiten tragen ebenfalls erheblich zum Gesamtfehler bei.

3. Die Abhängigkeit des Entfaltungsergebnisses von der Anzahl der Iterationen des Entfaltungsalgorithmus, die mit 5% konservativ abgeschätzt werden. Dieser Fehler geht x_γ-unabhängig in den Gesamtfehler ein.

4. Die Unsicherheit der L1-Triggereffizienz von 5% des Wirkungsquerschnitts.

5. Die Unsicherheit von 3.4% des Wirkungsquerschnitts für die L4-Effizienz.

6. Die Unsicherheit der Luminositätsmessung von maximal 2.3% des Wirkungsquerschnitts [28].

7. Der verbleibende Untergrundanteil nach allen Schnitten von maximal 1% des Wirkungsquerschnitts.

Die Fehler werden von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala, der Sockelenergiekorrektur und der Entfaltungsprozedur dominiert. Die realen Daten werden um den Einfluß der systematischen Unsicherheiten variiert, die Verteilung erneut entfaltet und die Abweichung als systematischer Fehler betrachtet. Anschließend werden die systematischen und der statistische Fehler quadratisch aufsummiert.

4.9.2 Gluondichte

Aus den bisherigen Ergebnissen kann nun die Gluondichte extrahiert werden, indem die Quarkdichte als aus den LEP-Experimenten bekannt vorausgesetzt wird. Dazu wird in der Simulation der Anteil der Ereignisse ermittelt, bei denen ein Quark des Photons gestreut wurde. Dieser Anteil kann dann von der gemessenen Verteilung binweise abgezogen werden.

Tabelle 4.5: *Die Zahlenwerte der gemessenen Gluondichte im Photon für eine Skala von* $p_T^2 = 56\,GeV^2$*:*

x_γ	$\frac{x_\gamma g(x_\gamma)}{\alpha}$	$\sigma_{\text{statistisch}}$	$\sigma_{\text{systematisch}}$
0.06 ± 0.03	1.72	0.07	0.44
1.65 ± 0.75	0.63	0.03	0.15
3.6 ± 1.2	0.17	0.02	0.04

Der übrigbleibende Anteil entspricht den Ereignissen, bei denen einen Gluon aus dem Photon gestreut wurde. Aus dem Verhältnis dieser Verteilung zur wahren Gluonverteilung in den simulierten Ereignissen werden die Gluondichte-Gewichte ermittelt. Die Abbildung 4.28 zeigt die Beiträge von Quarks und Gluonen in der Simulation und die resultierenden Gewichte mit allen Fehlern, mit der die Gluondichten der Strukturfunktionen umgewichtet werden müssen.

Bei großen x_γ führt der kleine Gluonteil dazu, daß statistische Fluktuationen zu extrem großen Gewichten (ca. 500 für das oberste Bin, nicht gezeigt) bzw. zu negativen Gewichten führen. Diese Bins werden daher im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Die Gewichte können nun benutzt werden, um die in der Simulation verwendete Gluondichte umzuwichten und mit den verschiedenen Parameterisierungen der Partondichte zu vergleichen. Das endgültige Ergebnis stellt Abbildung 4.29 dar. Als Skala wird der Mittelwert der Jettransversalimpulse benutzt. Die Partondichte zeigt einen deutlichen Anstieg zu kleinen x_γ und ist signifikant von Null verschieden; damit ist eine erhebliche Verbesserung des Ergebnisses aus [29] gelungen, bei dem die Gluondichte beim kleinsten beobachteten x_γ im Rahmen der Fehler auch noch mit Null verträglich ist. Der Anstieg bleibt systematisch unterhalb der von „GRV LO“ vorhergesagten Werte und ist im Rahmen der Fehler kaum noch mit den nächstliegenden Gluondichten in führender Ordnung der QCD-Störungsrechnung von „GRV LO“ und „GS 1 LO“ verträglich. Eine bessere Beschreibung der Meßwerte ergibt sich mit der Parameterisierung „GS HO“, welche in der nächstführende Ordnung in der QCD-Störungsrechnung berechnet wurde. Da die Simulation jedoch die höheren Ordnungen nicht vollständig berücksichtigt, kann der Vergleich mit „GS HO“ hier nur tendenziell gewertet werden. Die Zahlenwerte und Fehler der Messung sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Zu einer weiteren Diskriminierung zwischen den Strukturfunktionen wären eine Verringerung des systematischen Fehlers und wegen des steilen Anstiegs der Gluondichte Messungen bei kleineren x_γ geeignet. Der große Beitrag durch die Sockelenergiekorrektur zum systematischen Fehler kann in Zukunft leicht durch eine Anpassung der Simulationsparameter vermieden werden. Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala spielt ebenso eine große Rolle und kann durch die inzwischen zur Verfügung stehende hohe Ereignisstatistik wahrscheinlich ebenfalls weiter verringert werden. Kleinere Werte von x_γ können durch noch kleinere Transversalimpulse der Jets und größere Werte von y gemessen werden. Beides

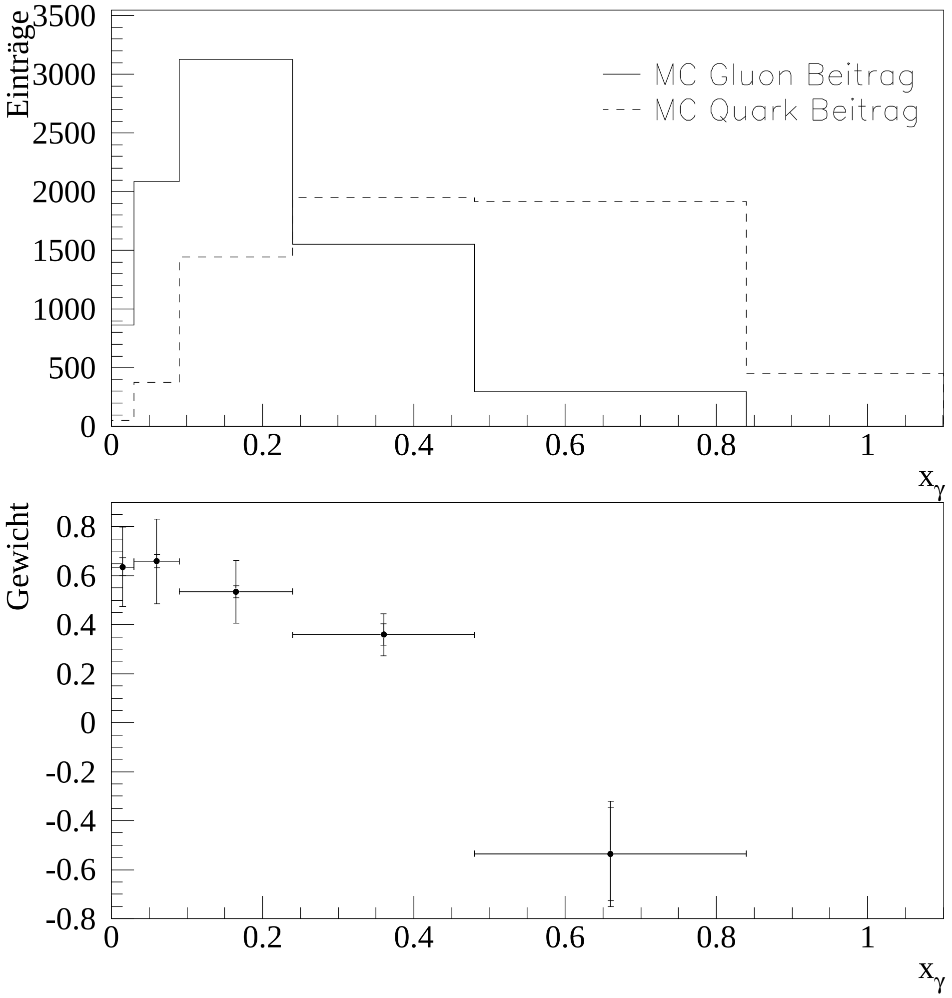

Abbildung 4.28: *Oben: Die Gluon- und Quark-Beiträge zur simulierten x_γ-Verteilung. Unten: Die Gluon-Gewichte mit allen Fehlern: Die inneren Balken sind statistische Fehler, die äußeren sind die Wurzel der quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler. Das unterste Bin ist lediglich ein Migrationsbin und wird nicht weiter benutzt.*

kann nur erreicht werden, wenn geeignete neue Triggersysteme zur Verfügung stehen. Ein solches System wird im zweiten Teil dieser Arbeit vorgestellt.

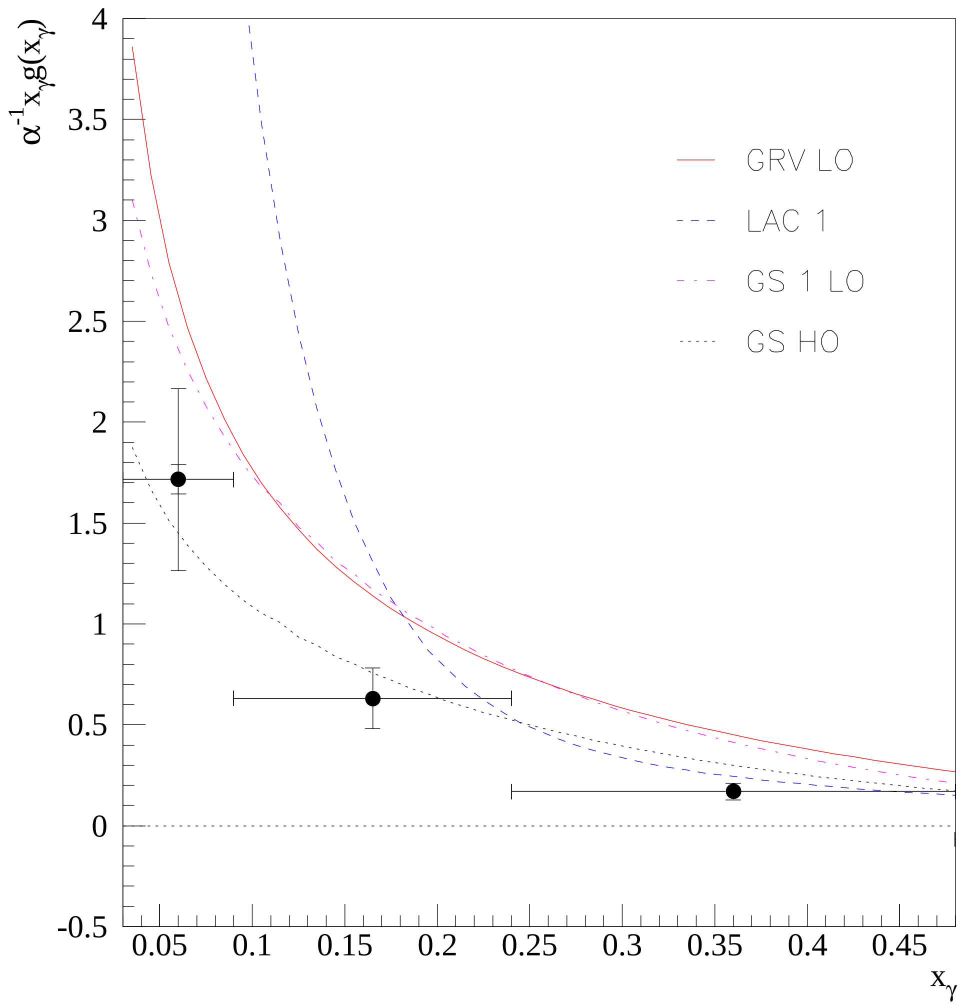

Abbildung 4.29: *Die Abbildung zeigt die resultierende Gluondichte für kleine Werte von* x_γ*. Zum Vergleich ist die in der Simulation verwendete Gluondichte „GRV LO" und die Partondichten „LAC 1", „GS 1 LO" und „GS HO" für eine dem mittleren Transversalimpuls der Jets in den realen Daten entsprechende Skala von* $p_T^2 = 56\, GeV^2$ *eingezeichnet.*

Kapitel 5

Künstliche neuronale Netze

5.1 Motivation und Einführung

Eine typische experimentelle Schwierigkeit der Photoproduktionsphysik bei HERA besteht darin, einen geeigneten Trigger zu konstruieren. Entgegen anderen Kanälen gibt es keine eindeutige Signatur des Endzustandes, die über einen weiten kinematischen Bereich einfach zu identifizieren wäre. Im Gegensatz dazu stellen beipielsweise bei der tiefinelastischen Streuung die isolierten, hochenergetischen Positronen im Endzustand eine solche Signatur dar. In der Photoproduktionsphysik besitzen die Kleinwinkeldetektoren jedoch einerseits nur eine kleine Akzeptanz und andererseits ist in deren Bereich der inklusive Photoproduktionswirkungsquerschnitt aber so groß, daß exklusive Kanäle bei großen Luminositäten damit alleine praktisch nicht zu triggern sind. Zusätzliche Triggerbedingungen für den hadronischen Endzustand im Hauptdetektor sind schwierig zu formulieren, weil dieser wenig signifikant gegenüber Untergrundereignissen ist. Untergrundereignisse besitzen zwar im Mittel wenig Transversalimpuls, jedoch kann ein solches Ereignis deutlich vor der Wechselwirkungszone stattfinden. Wird gleichzeitig ein Vertex in der Wechselwirkungszone rekonstruiert, dann wird der rekonstruierte Transversalimpuls in dem Untergrundereignis überschätzt und der Transversalimpuls eignet sich daher nicht mehr zur Trennung. Der Trigger wird daher möglichst viele Detektorinformationen und die möglicherweise nicht explizit bekannten Korrelationen zwischen ihnen zur Entscheidungsfindung benutzen müssen. Eine weitere Randbedingung ist, daß die Verarbeitungszeit möglichst gering sein soll, da während der Verarbeitungszeit entweder der Detektor angehalten oder die Ereignisinformation zwischengespeichert werden muß. Beide Anforderungen legen den Einsatz von neuronalen Netzen nahe, die durch Lernen aus Beispielmustern und Verwendung der Korrelationen zwischen den Eingangswerten eine beinahe beliebige vorgegebene Operationsfähigkeit erlangen können. Neuronale Netze zerlegen eine Abbildung automatisch in unabhängig organisierte Rechenschritte, die mit Parallelrechnern schnell abgearbeitet werden können und sind damit für Echtzeitanwendungen prädestiniert.

Einige Grundlagen neuronaler Netze sind bereits um 1943 erarbeitet worden [34, 35]. Eine erste Hochphase erlebte dieses Forschungsgebiet in den 50er und 60er Jahren, als sich viele theoretische und praktische Forschungen insbesondere auf die Anwendung des Perzeptrons konzentrierten [36]. In dieser Zeit sind sogar schon erste Hardwareimplementierungen neuronaler Netze realisiert worden. Die Entdeckung der fundamentalen Schwäche des Perzeptrons durch Marvin Minsky et al. [37], nur linear separierbare Mengen trennen zu können, führte jedoch zur zeitweiligen Einstellung der meisten Forschungen in diesem Bereich. Seit der Wiederentdeckung des Forschungszweiges und neuer leistungsfähigerer Netzwerkstrukturen in den 80er Jahren [38, 39, 40] ist durch die Verfügbarkeit hochintegrierter Schaltkreise die Zahl der Anwendungen sprunghaft gestiegen. Echte Hardwarerealisierungen waren jedoch bis Anfang der 90er Jahre selten. Im H1-Experiment ist ein Teil der zweiten Triggerstufe, der L2NN-Trigger, eine solche Hardwareimplementierung, die auf einer NN-optimierten Architektur basiert.

5.2 Das Mehrlagenperzeptron als Trigger

Die Hardware des L2NN-Triggers muß aus Flexibilitätsgründen grundsätzlich frei programmierbar sein; sie ist jedoch für den Einsatz des vorwärtsverknüpften Mehrlagenperzeptrons (MLP) optimiert, dessen Grundzüge nun vorgestellt werden. Eine umfassendere Einführung findet sich z.B. in [41].

Das MLP besteht aus mehreren Lagen vorwärtsverknüpfter Knoten oder Perzeptrone (Abb. 5.1). Alle inneren Knotenlagen werden als „versteckte Lagen“ bezeichnet. Die Knoten einer Lage besitzen keine Verbindung untereinander. Informationen werden nur in einer Richtung von den Eingangs- zu den Ausgangsknoten übertragen. In jedem Knoten werden die Eingangswerte gewichtet aufsummiert, mit einem Schwellenwert verglichen und über eine Übertragungsfunktion ein Ausgangswert berechnet (Abb. 5.2). Der Ausgangswert wird an alle Knoten der nachfolgenden Schicht übertragen. Ein einzelner Knoten entspricht also der Abbildung

$$k(\overrightarrow{x}) = t(\overrightarrow{w} \cdot \overrightarrow{x} + c),$$

mit dem Gewichtsvektor $\overrightarrow{w}$, dem Eingangsvektor $\overrightarrow{x}$ und dem konstanten Schwellenwert c. Als Übertragungsfunktion $t(a)$ wird in der Regel eine sigmoidale Funktion verwendet, z.B. die logistische Funktion

$$t(a) = \frac{1}{1 + e^{-a}}$$

Für das Verständnis der Funktionsweise eines neuronalen Netzes ist es wesentlich, daß die Gleichung

$$\overrightarrow{w} \cdot \overrightarrow{x} + c = 0$$

eine Ebene im Vektorraum seiner Eingänge definiert, wobei der Gewichtsvektor eine Ebenennormale darstellt. Der Schwellenwert c wird im folgenden als zusätzliche Dimension des

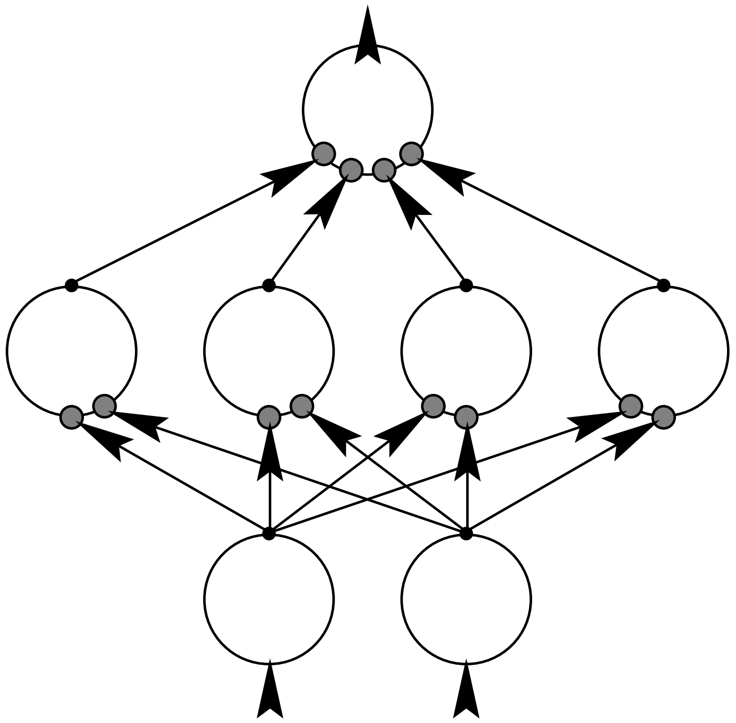

Abbildung 5.1: *Das vorwärtsverknüpfte Mehrlagenperzeptron mit drei Lagen in einer sogenannten 2-4-1-Architektur.*

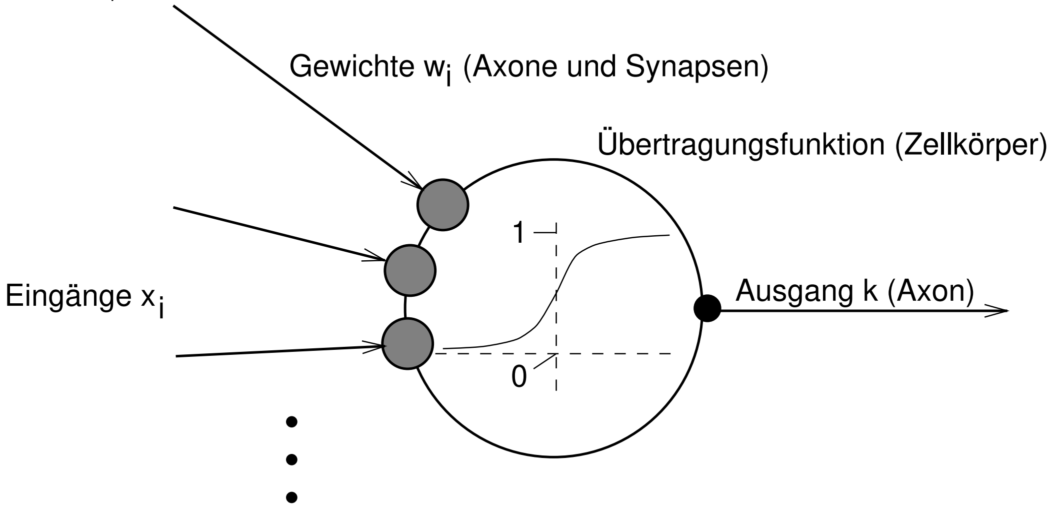

Abbildung 5.2: *Die Analogie eines einzelnen Perzeptrons zum biologischen Neuron, von dem die Struktur abgeleitet wurde.*

Gewichtsvektors betrachtet, für die ebenso ein zusätzlicher Eingangswert mit dem konstanten Wert 1 in den Eingangsvektor aufgenommen wird. Der Schwellenwert tritt dann nicht mehr explizit in den Formeln auf. Die logistische Übertragungsfunktion liefert für den Wert Null, der den Punkten der Ebene entspricht, gerade den halben maximalen Ausgabewert

0.5. Mit zunehmendem Abstand von der Ebene in Richtung des Gewichtsvektors geht der Wert der Übertragungsfunktion gegen 1, während in die entgegengesetzte Richtung ihr Wert gegen 0 geht. Jeder Knoten steht also für eine Ebene in seinem Eingangsraum, senkrecht zu der er in Abhängigkeit von der Länge des Gewichtsvektors eine mehr oder weniger scharfe Schwellenfunktion darstellt. Je weiter der Eingabewert von dieser Ebene entfernt ist, desto größer bzw. kleiner ist die Ausgabe des Knotes. Durch die Kombination vieler solcher ebener Schwellenfunktionen in den versteckten Lagen und die anschließende Einteilung in zwei Klassen durch den Ausgabeknoten kann das Eingangsvolumen in zwei beliebige Volumen unterteilt werden.

Offensichtlich entsprechen die Eingangsknoten mit einem nur eindimensionalen Eingangswert lediglich einer monotonen Abbildung des Eingangswertes. Die Eingangsknoten werden daher nur als Verteiler dieses Datums an die nächste Netzwerklage benutzt und führen keine Berechnungen durch, also

$$k_i^1(\overrightarrow{x}) \equiv (\overrightarrow{x})_i = x_i$$

Ein dreilagiges MLP mit identischen Knoten, N_1 Knoten in der Eingangslage, N_2 Knoten in der versteckten Lage und nur einem Knoten in der letzten Lage, d.h. einer sogenannten $N_1 - N_2 - 1$-Struktur, kann also mit der Funktion

$$k^3(\overrightarrow{x}) = t(\sum_{i=1}^{N_2} \left[w_{1i}^3 t(\overrightarrow{w_i^2} \cdot \overrightarrow{x}) \right])$$

dargestellt werden. Der Exponent des Gewichtes gibt hier die Knotenlage, der und erste Index die Knotennummer an.

Die gewünschte, vorgegebene Abbildung $k^3(\overrightarrow{x})$ des Eingangsvektors mit einem MLP wird in der Regel erzielt, indem die Gewichte des neuronalen Netzes mit dem Lernalgorithmus „Backpropagation“ angepaßt werden. Hierzu wird zunächst die Abweichung der Netzwerkausgabe von einem vorgegebenen Zielwert für kleine Änderungen der Gewichte ermittelt. Anschließend wird jedes Gewicht so geändert, daß sich der Abstand zwischen Ausgabe und Zielwert verringert. Für die Bewertung des Abstandes oder Fehlers F zwischen Ausgabe- und Zielvektor wird hier die Quadratnorm benutzt:

$$F(\overrightarrow{x}) = \frac{1}{2} \left(\overrightarrow{k^3}(\overrightarrow{x}) - \overrightarrow{z} \right)^2$$

Damit F minimal wird, muß iterativ jedes Gewicht um

$$\Delta w_{ij} = -\eta \cdot \frac{\partial F(\overrightarrow{x})}{\partial w_{ij}}$$

mit dem wählbaren Lernparameter η geändert werden. Die Gewichte der letzten Knotenlage werden also nach

$$\Delta w_{ij}^3 = -\eta \cdot (k_i^3 - z_i) \cdot t' \left(\overrightarrow{w_i^3} \cdot \overrightarrow{k_i^2}(\overrightarrow{x}) \right) \cdot k_j^2(\overrightarrow{x}) \equiv -\eta \cdot \delta_i \cdot k_j^2(\overrightarrow{x})$$

mit

$$t'(x) \equiv \frac{dt(x)}{dx}$$

geändert und diejenigen der versteckten Lage mit

$$\Delta w_{ij}^2 = -\eta \cdot \sum_l \delta_l \cdot w_{li}^3 \cdot t' \left(\overrightarrow{w_i^2} \cdot \overrightarrow{x} \right) \cdot x_j$$

In der Praxis werden die Änderungen durchgeführt, nachdem jeweils ein Eingabevektor präsentiert wurde („Trainingszyklus"). Die Präsentation aller Trainingsmuster mit jeweiliger Gewichtsänderung wird Epoche genannt.

Die Konvergenz des Netzes hängt sehr stark von der Netztopologie, der Anzahl der Trainingsmuster, der Initialisierung, der Aufbereitung der Eingangsgrößen und dem eingestellten Lernparameter ab:

- Topologie: Da der L2NN-Trigger nur eine boolesche Physik/Untergrund-Klassifizierungsaufgabe zu bewältigen hat, wird in der Ausgabelage nur ein Knoten verwendet. Die Netze werden so trainiert, daß sie bei Physikereignissen den Maximalwert Eins und bei Untergrundereignissen Null ausgeben. Im L2NN-Trigger werden grundsätzlich dreilagige Netze mit einer versteckten Lage benutzt.

- Trainingsmuster: Für das Training werden soviele Physik- und Untergrundereignisse wie möglich ($O(10^4 - 10^5)$) benutzt, um den hochdimensionalen Raum der Eingangsgrößen möglichst gut auszufüllen. Brauchbare Resultate können aber auch oft schon mit relativ wenigen Ereignissen ($O(100)$) erzielt werden.

- Aufbereitung und Initialisierung: Alle Gewichte werden nach einer Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null mit Zufallszahlen initialisiert. Hierbei darf die Breite der Gauß-Verteilung nicht zu klein sein, da kleine Gewichte und damit auch kleine Schwellen zu kleinen Abständen der Knotenebenen zum Nullpunkt im Eingaberaum führen. Falls die Mittelwerte der Eingangsdaten aber relativ weit vom Nullpunkt verschoben sind, trennt vielleicht keine der Startebenen auch nur näherungsweise die Mengen der Trainingsmuster und das Netz konvergiert nur langsam oder gar nicht. Aus demselben Grund werden auch die Eingangswerte so normiert, daß der Mittelwert um Null herum liegt. Die Normierung

  $$n(x_i) = \frac{x_i - \overline{x_i}}{3\sigma_{x_i}}$$

  stellt gleichzeitig sicher, daß für jeden Eingang der Wertebereich auf den steilen Übergangsbereich der Übertragungsfunktion abgebildet wird. Dadurch sind die partiellen Ableitungen gleich zu Beginn recht groß. Würden im Gegensatz dazu die Eingangswerte eher im Sättigungsbereich der Übertragungsfunktion liegen, könnte das Netz wegen der kleinen Ableitungen zu Beginn nur langsam konvergieren.

- Lernparameter η: Der Lernparameter wird zum Start des Trainings typischerweise auf Werte zwischen 0.1-0.2 gesetzt und im weiteren Verlauf des Trainings, wenn der Netzfehler kleiner geworden ist, schrittweise auf ungefähr 0.001 vermindert.

- Dauer: Typische Trainingsläufe benötigen einige hundert Epochen, bis daß das Netzwerk konvergiert hat und nur noch minimale Änderungen stattfinden.

Grundsätzlich wird immer ein Satz von verschiedenen Netzwerken mit unterschiedlichen Initialisierungen trainiert und das beste Netzwerk ausgewählt.

Kapitel 6

Der L2NN-Trigger

6.1 Der Level-2 Trigger

Der zweite Triggerlevel (L2) des H1-Experimentes arbeitet im wesentlichen mit den Informationen, die bereits für den ersten Triggerlevel zur Verfügung standen. Um die Entscheidung des ersten Triggerlevels dennoch verbessern zu können, werden von L2 Korrelationen zwischen den Subdetektoren besser ausgewertet: Die L1-Systeme reduzieren die Triggerinformationen der einzelnen Subdetektoren zunächst zu den Bits der Triggerelemente, bevor diese von der zentralen Triggerlogik mit den Triggerelementen anderer Subdetektoren kombiniert werden. Die L2-Systeme werten die Korrelationen zwischen den Triggerinformationen der einzelnen Subdetektoren aus, bevor diese Informationen zu einzelnen Bits reduziert werden.

Das Design des L2-Triggers ist zweischichtig: Die erste Schicht besteht aus jeweils maximal 16 L2NN- und L2TT-Subtriggersystemen, von denen jedes auf einen einzelnen, physikalisch interessanten Reaktionskanal spezialisiert ist und eine eigenes Entscheidungsbit liefert. Die zweite Schicht besteht aus der zentralen Triggerlogik, die diese insgesamt 32 L2-Subtriggerbits zur Bildung der eigentlichen L2-Triggerentscheidung verwendet. Durch diese Modularität wird die Handhabung des Systems vereinfacht, da die L2-Subtrigger getrennt optimiert und während der Datennahme einzeln überwacht werden können. Außerdem kann auf diese Weise die zur Verfügung stehende Auslesebandbreite von der zentralen Triggerlogik frei nach den physikalischen Interessen der Kollaboration auf die einzelnen Kanäle verteilt werden. Die einzelnen L2-Subtriggersysteme werden im Falle des L2NN „Triggerboxen“ und beim L2TT „Triggermaschinen“ genannt. Die Einbettung der Subtriggersysteme in den H1-Detektor zeigt Fig. 6.1.

Sobald für ein Ereignis der L1-Trigger ein L1Keep sendet, d.h. das Ereignis von L1 akzeptiert wurde, wird die Datennahme angehalten und es beginnen alle Subdetektoren parallel mit der Übertragung der Triggerdaten zu den L2-Triggern. Diese Übertragung geschieht

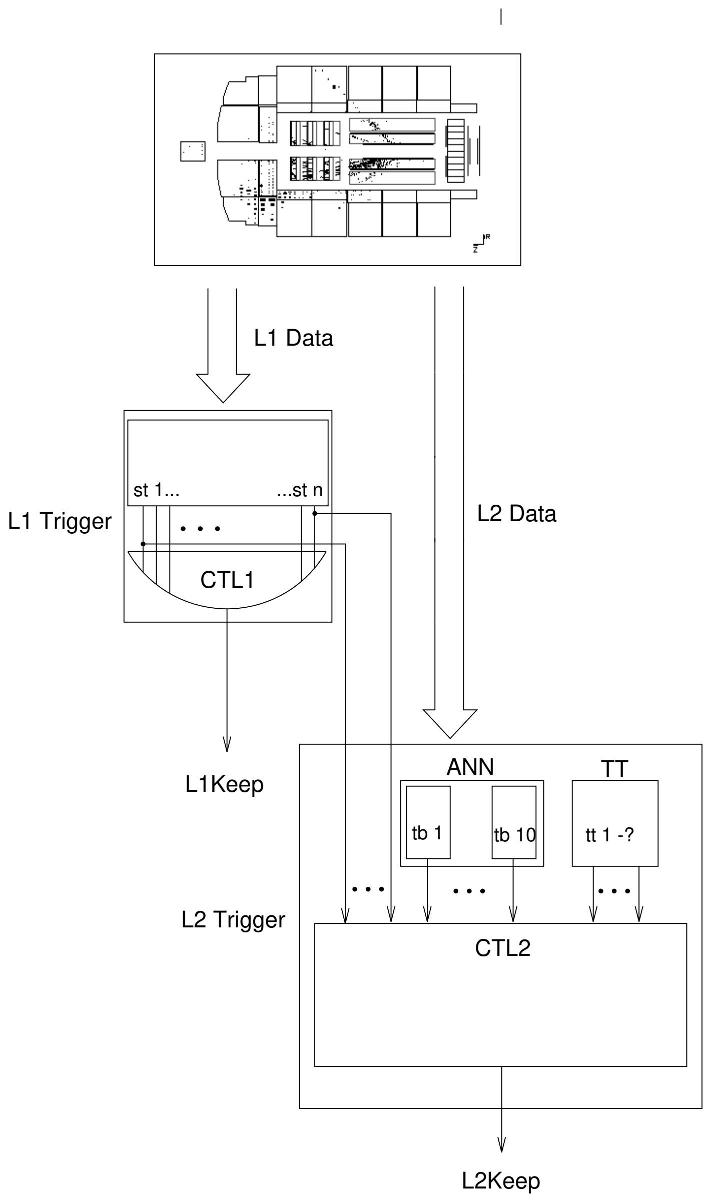

Abbildung 6.1: *Die Integration der L2 Trigger in das H1 Experiment. Der L2-Trigger erhält die Eingangsdaten über einen separaten Datenstrom. Die Entscheidungsbits der L2-Subtrigger und die rohen L1-Subtrigger werden zur CTL2 gesendet.*

für alle Subdetektoren mit Ausnahme des Flüssigargon-Kalorimeters über das „PQZP-System" (**P**arallel **Q**uickbus **Z**erosuppression **P**rocessor) [42]. Das PQZP-System definiert einen elektronischen Standard für die Datenübertragung, auf dem zwei logische Standards aufgesetzt sind. Elektronisch werden die Daten über 16 Bit breite Busse im HERA-Takt (10.46 MHz) übertragen. Die logischen Standards des PQZP-Systems sind:

- „PQZP Format"[1]: Alle 16 Bit eines Buswortes enthalten Triggerdaten, die Position eines bestimmten Datums auf dem Bus liegt bei einem festen Taktzyklus. Insbesondere findet keine Nullunterdrückung statt.
- „Quickbus Format": Die obersten acht Bit eines Buswortes enthalten eine Adresse, die die unteren acht Datenbits kennzeichnet. Dieses Format arbeitet mit Nullunterdrückung, d.h. es werden nur Worte gesendet, die ein von Null verschiedenes Datenbyte haben.

Die zentrale Triggerlogik und das Flüssigargon-Kalorimeter benutzen zum Senden der Daten eigene Hardware, jedoch dieselben elektronischen und logischen Signalstandards, so daß die Empfängerseite nur auf die Standards des PQZP-Systems ausgelegt zu sein braucht. Das Flüssigargon-Kalorimeter mischt dabei für einen Teil der Daten die beiden logischen Formate. Diese Daten werden zwar mit fester Länge und Anordnung ohne Nullunterdrückung übertragen, enthalten aber die Adreßkodierung des Quickbus-Formats. Zwischen diesem Format und dem PQZP-Format wird im folgenden nicht weiter unterschieden.

Nach Berechnung ihrer Triggerentscheidung liefern zunächst sowohl die L2NN- als auch die L2TT-Subtriggersysteme ihre jeweils maximal 16 Entscheidungsbits bei der zentralen Triggerlogik ab. L2-Subtriggersysteme, die das nicht innerhalb einer festgelegten Zeitspanne von 20μs geschafft haben, werden für die Bildung der L2-Triggerentscheidung ignoriert und die zentrale Triggerlogik betrachtet das entsprechende Entscheidungsbit als nicht gesetzt.

Nach dem Empfang der Entscheidungen der einzelnen L2-Subtrigger bildet die zentrale Triggerlogik von L2 schließlich die L2-Entscheidung:

$$L2KEEP = \sum_{i=\{L2Subtrigger\}} P_i(o_i(\overrightarrow{m_i} \cdot \overrightarrow{ast})) \tag{6.1}$$

Zur L2-Triggerentscheidung tragen nur solche L2-Subtriggerausgaben (o_i) bei, die durch die aktuellen L1-Subtriggerbits des Ereignisses validiert werden. Dazu ist in der zentralen Triggerlogik für jeden L2-Subtrigger eine Validierungsbitmaske $(\overrightarrow{m_i})$ gespeichert, in der die verlangten L1-Subtrigger gesetzt sind und die mit den aktuell gesetzten L1-Subtriggern

[1]Es ist leider die irreführende Bezeichnungsweise gewählt worden, bei der der Begriff „PQZP" sowohl für das Gesamtsystem als auch für einen der unterstützten logischen Datenübertragungsstandards benutzt wird. In dieser Arbeit werden zur Unterscheidung konsequent die Postfixe „System" und „Format" verwendet.

($\overrightarrow{ast}$) des Ereignisses verglichen wird. Ist mindestens eines der in der Validierungsmaske gesetzten Bits auch in dem aktuellen L1-Subtriggerbitmuster gesetzt, so gilt der L2-Subtrigger als validiert. Durch diesen Filter wird erreicht, daß jeder L2-Subtrigger nur auf einer ausgewählten Untermenge von L1-Subtriggern weitere Ereignisse herausfiltern kann. Die Entscheidungen der validierten L2-Subtrigger können noch jeweils durch ein Zählersystem untersetzt werden (Funktion P_i), d.h. es wird nur jede $n$te validierte Entscheidung ($n \in \{1, ..., 256\}$) berücksichtigt, ansonsten wird das Ereignis auf jeden Fall behalten. Zur Überprüfung der L2-Subtrigger und Bestimmung ihrer Effizienz kann ein Anteil der validierten und untersetzten Entscheidungen eines jeden Subtriggers noch mit einem künstlichen sogenannten Monitortrigger überschrieben werden. Für spezielle Zwecke stehen außerdem noch eine Reihe weiterer, künstlicher Subtrigger zur Verfügung. Die Gesamtentscheidung der zentralen Triggerlogik von L2 wird schließlich durch die Veroderung der validierten, untersetzten und möglicherweise überschriebenen L2-Subtrigger sowie der künstlichen L2-Subtrigger gebildet. Soll das Ereignis zunächst behalten und den nächsten Triggerstufen vorgelegt werden, so wird das L2KEEP-Signal gesetzt. Damit werden die Detektordaten in die Auslesepuffer geschrieben. Während dieses Prozesses kann der L3-Trigger versuchen, ein Untergrundereignis zu erkennen. Hierfür steht wiederum dieselbe Triggerinformation wie schon für L2 zur Verfügung. Nach der kompletten Auslese des Detektors kann der L4-Trigger für seine Entscheidung die gesamten Detektordaten benutzen.

Wird das Ereignis bereits von L2 verworfen, so wird die Datennahme möglichst schnell wieder gestartet (O(10 μs)), um möglichst wenig Totzeit zu produzieren.

Allen L2-Subtriggersytemen steht dieselbe Triggerinformation zur Verfügung. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [44], eine aktualisierte Beschreibung in [45]. Hier wird nur ein kurzer Überblick gegeben. Gesendet werden von

- der CT (zentrale Triggerlogik):
  - Alle 128 aktuellen Subtriggerbits von L1.
  - Je acht künstliche Subtrigger und spezielle Validierungssignale. Letztere geben für jeweils vier Vierergruppen von Subtriggern an, ob während des Setzens der Subtrigger der L1-Trigger tatsächlich aktiv war.
  - Die Anzahl der L1KEEPs und L2KEEPs seit dem Runstart.
- den CIP/COP/FPC (zentrale/vordere Proportionalkammern):
  - 224 sogenannte Bigray-Bits. Jedes Bit gibt an, ob von den Proportionalkammern in einem bestimmten Raumwinkelbereich des H1-Detektors ein Spurkandidat gefunden wurde.
  - Die Anzahl der Bigrays (acht Bits).

  - 16 Acht-Bit-Bins des z-Vertexhistogramms, in das für das Ereignis die Anzahl der Spurkandidatenvertizes (Anfangspunkte der Spur) entlang der Strahlachse eingetragen werden.
  - Die Binnummer (Position) des höchsten Bins des z-Vertexhistogramms (vier Bits), die Anzahl der Einträge in diesem Bin (acht Bits) und die Gesamtzahl der Einträge in dem kompletten Histogramm (zwölf Bits).
  - Das Randbit, welches angibt, ob das höchste Bin des Histogramms in einem der vier äußeren Bins liegt.
  - Das Clusterbit, welches angibt, ob alle Einträge in dem Histogramm in vier benachbarten Bins liegen.

- den CJC1/CJC2 (zentrale Jetkammern):

  - Je vier Bits für jeden der teilweise überlappenden 45 Azimutsektoren. Die vier Bits geben an, ob in dem Sektor ein Spurkandidat mit positiver bzw. negativer Krümmung und niedrigem bzw. hohem Impuls gefunden wurde. Die Impulsschwelle für diese Einteilung liegt bei 800 MeV.

- dem LAR (Flüssigargonkalorimeter), PLUG:

  - Die deponierte Energie im PLUG und den LAR-Segmenten IF, FB und CB in jeweils acht Bit FADC-Zählern.
  - Die deponierte Energie in den Azimutquadranten des PLUG und der LAR-Segmente IF, FB und CB in jeweils Acht-Bit-FADC-Zählern.
  - Die gesamte im LAR deponierte Energie in Acht-Bit-FADC-Zählern.
  - Die sogenannte transversale deponierte Energie im LAR und deren Komponenten in x- und y-Richtung in jeweils Acht-Bit-FADC-Zählern.
  - Die Anzahl der Elektronkandidaten im LAR nach zwei verschiedenen Methoden (je acht Bits).
  - Die deponierten Energien in den 496 Bigtowern (Raumwinkelsegmente) des elektromagnetischen bzw. hadronischen LAR und des PLUG in jeweils Acht-Bit-FADC-Zählern.
  - Die Anzahl der LAR-, PLUG- und SPACAL-Bigtower, in denen die Energiedeposition die Triggerschwelle während der Paketkollision zum T0-Zeitpunkt überschritten hat (acht Bits).

- dem SPACAL (rückwärtiges Spaghettikalorimeter):

  - Die gesamte deponierte Energie in Acht-Bit-FADC-Zählern (ab 1997, wird über den LAR-Zweig übertragen).

   - Die deponierte Energie in den Azimutquadranten in Acht-Bit-FADC-Zählern (ab 1997, wird über den LAR-Zweig übertragen).
   - Die deponierte Energie in den acht Bigtowern des elektromagnetischen SPACAL in jeweils Acht-Bit-FADC-Zählern (ab 1997, wird über den LAR-Zweig übertragen).
   - 384 sogenannte Elektrontriggerbits. Jedes Bit gibt an, ob im zugehörigen x-y-Segment (aus einem 20x20-Raster) und dem Wechselwirkungszeitfenster die zweite von insgesamt drei Triggerschwellen des elektromagnetischen SPACAL überschritten wurde.
   - Je 16 Elektrontriggerbits für den innersten Bereich des SPACAL bezüglich der Schwellen eins und drei.
   - Die zu einem gröberen 5x5-Raster veroderten Elektrontriggerbits bezüglich der Schwellen eins, zwei und drei (75 Bits).

- dem IRON (instrumentiertes Eisen):
   - Für jedes von jeweils 16 Segmenten der Bereiche „vordere Endkappe“, „hintere Endkappe“, „vorderer Ring“ und „hinterer Ring“ ein Bit für erkannte Muonkandidaten.

- dem FWDM (Vorwärtsmyonspektrometer):
   - Ein 64-Bit-Muster für Spurkandidaten in den 64 r-ϕ-Segmenten der vor dem Toroiden gelegenen Kammern.
   - Ein 64-Bit-Muster für Koinzidenzen von Spurkandidaten in den jeweils 64 r-ϕ-Segmenten der vor und hinter dem Toroiden gelegenen Kammern.

6.2 L2NN Hardware

6.2.1 Konzept und Systemüberblick

Das Design für den L2NN-Trigger enthält die folgenden wesentlichen Konzepte:

1. Eine Aufteilung des Triggers in Subsysteme, die auf einzelne Ereignisklassen spezialisiert sind. Dadurch soll insbesondere eine einfache Handhabbarkeit (sowohl in der Konfigurierung, wie z.B. beim Netztraining, als auch bei der Steuerung und Analyse) des Triggers sichergestellt werden.

2. Die neuronalen Netzwerkalgorithmen werden von digitalen, kommerziell verfügbaren „Neurochips“ ausgeführt. Durch die Verwendung digitaler Prozessoren soll das System stabil und weniger störanfällig gehalten werden.

3. Jedes Triggersubsystem besteht aus zwei Einheiten: (1) der Datenempfangs- und -aufbereitungseinheit, dem sogenannten *Data Distribution Board* (DDB), und (2) der Neurocomputer-Karte (CNAPS[2]). Von diesen stellt die erste die Schnittstelle des Neurocomputers zum Gesamtsystem dar und führt gleichzeitig einfache Datenaufbereitungsalgorithmen aus. Hiermit sollen hochdimensionale Triggergrößen mit geringem Informationsgehalt auf einige wenige und informativere Größen reduziert werden. Die zweite logische Einheit stellt der eigentliche Neurocomputer dar. Beide Einheiten sind möglichst frei programmierbar gehalten, um die Flexibilität des Systems zu gewährleisten.

4. Alle Triggerparameter werden online in einer lokalen Datenbank gespeichert.

5. Das ganze System kann vollständig und komfortabel über das Internet gesteuert, überwacht und getestet werden.

6. Alle unmittelbar für die Triggerfunktion wichtigen Softwaremodule sind in einem eigenständigen, minimierten Unix-Prozeß untergebracht. Alle weniger wichtigen Softwaremodule (z.B. solche für graphische Darstellungen) sind in zusätzliche Prozesse ausgelagert.

Die einzelnen Komponenten des L2NN-Triggers und der Datenfluß sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

Der L2NN-Trigger ist im wesentlichen in zwei Crates untergebracht. Eines ist ein Standard-VME-Bus-Crate mit P1/P2-Steckern und -Busplatinen für alle Steckplätze, das sogenannte CNAPS-Crate. Das zweite ist das vom DESY entwickelte L2-Crate. Dieses Crate besitzt insgesamt drei Busplatinen: Oben eine L2-spezifische mit dem L2-Bus, in der Mitte eine VME-Busplatine mit P1-Steckern[3] und unten eine frei nutzbare mit Punkt-zu-Punkt-Verbindungen. Die Triggerdaten werden nach einem L1KEEP-Signal des L1-Triggers über das PQZP-System zu den L2NN-Triggercrates geschickt. Im L2-Crate stecken bis zu vier Empfängerkarten, von denen zwei auf den Empfang von Daten im PQZP-Format (PQZP-Receiver) und zwei für den Datenempfang im Quickbus-Format (Quickbus-Receiver) ausgelegt sind. Jede dieser Karten kann parallel die Triggerdaten von acht Subdetektoren empfangen[4]. Diese Empfängerkarten senden nacheinander die Daten auf einen speziellen, 128 Bit breiten L2-Bus auf der Rückwand des L2-Crates. Es werden dabei zunächst die Daten mit fester Länge, also diejenigen, die im PQZP-Format empfangen wurden, übertragen. Dafür stehen 32 Taktzyklen zur Verfügung. Anschließend werden in bis zu 32 Taktzyklen die Daten übertragen, die im Quickbus-Format empfangen wurden. Die Empfängerkarten und der L2-Bus können dabei wahlweise mit einfachem (10.4 MHz) oder doppeltem

[2]CNAPS: **C**onnective **N**etwork of **A**daptive **P**rocessors

[3]Zwei Steckplätze für VME-Busmaster-Karten haben anstelle der dritten Busplatine eine weitere VME-Busplatine für den P2-Stecker.

[4]Die PQZP-Receiver können alternativ auf zwei der acht Eingänge Daten im Quickbus-Fomat empfangen.

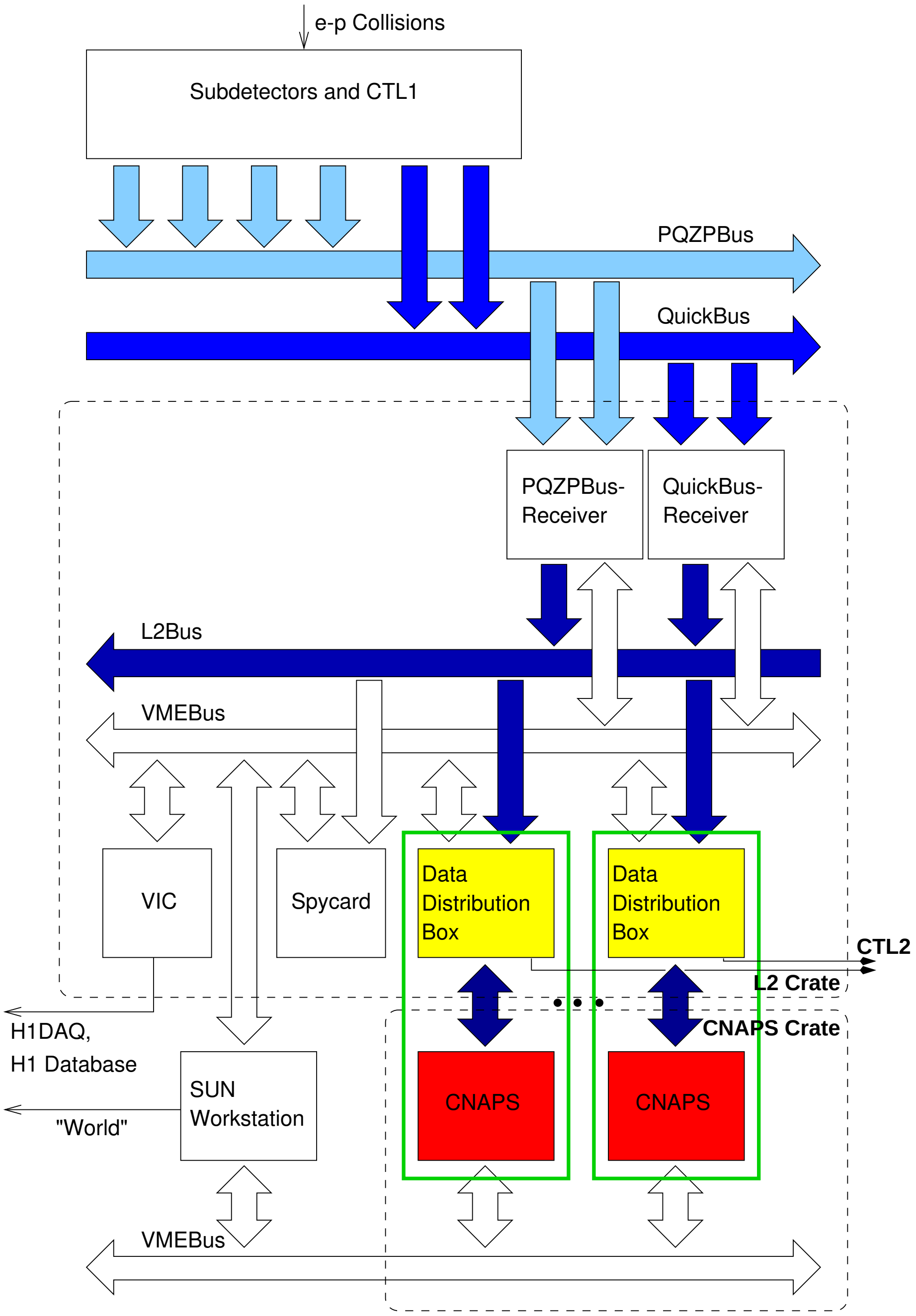

Abbildung 6.2: *Blockdiagramm des L2NN-Datenflusses. Die gestrichelten Linien markieren die beiden Crates. Die externe SUN SPARCstation wurde 1996 durch eine Themis VME-SPARCstation ersetzt, die im CNAPS-Crate plaziert wurde und einen direkten Zugang zu dessen VME-Bus besitzt. Alle Steuerverbindungen über den VME-Bus sind durch die nichtgefüllten Pfeile gekennzeichnet. Die gefüllten Pfeile markieren den Fluß der Triggerdaten. Eine Triggerbox besteht aus einer DDB-Karte und einer CNAPS-Karte.*

(20.8 MHz) HERA-Takt arbeiten. Bis einschließlich 1997 wurde nur der 10.4-MHz-Modus und kein Quickbus-Format benutzt. In diesem Modus kostet die Datenübertragung bereits 3.2μs. Der L2-Bus ist in acht 16 Bit breite Subbusse aufgeteilt. Die Empfängerkarten können relativ frei konfigurierbar ihre Eingangsdaten auf diese Subbusse verteilen.

Die Triggerboxen (L2 Subtrigger) haben über den L2-Bus Zugriff auf die Triggerdaten. Jede Triggerbox besteht aus zwei Karten, nämlich der DDB und der CNAPS-Neurocomputerkarte. Die DDBs sind im L2-Crate plaziert und lesen die Daten direkt vom L2-Bus. Jede DDB erzeugt die Triggergrößen für einen Neurocomputer und schickt sie per Flachbandkabel zu der entsprechenden CNAPS-Karte im CNAPS-Crate. Die Neurocomputer berechnen eine Triggerentscheidung und senden diese zurück zur zugehörigen DDB. Die DDB schickt die Triggerentscheidungen schließlich zur CTL2. Alle Triggerboxen arbeiten gleichzeitig und unabhängig voneinander. Jede Triggerbox ist auf eine bestimmte Ereignisklasse spezialisiert. In den beiden Crates können bis zu 16 L2NN-Triggerboxen aufgebaut werden.

Im L2-Crate befinden sich außerdem ein VIC-Modul zur Kommunikation mit dem H1-Experiment und eine sogenannte SPY-Karte, die zur Überwachung des L2-Busses benutzt wird. Beide Crates haben einen VME-Bus, über den alle Karten gesteuert und konfiguriert werden können. Als Steuerrechner und Massenspeicher dient eine leistungsfähige Unix-Workstation „SUN SPARCstation“ mit zwei Prozessoren. Diese hat über Bit3-Schnittstellenkarten Zugriff auf die VME-Busse.

6.2.2 CNAPS Neurocomputer

Die wesentlichen Rechenoperationen einer jeden L2NN-Triggerbox werden von den CNAPS-Neurocomputerkarten der Firma „Adaptive Solutions“ durchgeführt. Jede CNAPS-Neurocomputerkarte besteht aus einem Prozessorfeld von 16-512 Prozessoren, die in 1-8 CNAPS-Chips untergebracht sind. Ein CNAPS-Chip (0.8 μm-ULSI-Technik) enthält bei ca. 11 Millionen Transistoren jeweils 80 Prozessoren, von denen bei den verwendeten Typen CNAPS 1016 bzw. CNAPS 1064 nur 16 bzw. 64 nutzbar sind. Den Aufbau eines Prozessors zeigt Abbildung 6.3.

Der Prozessor besitzt intern 16 Bit breite Busse und Eingänge für die arithmetischen und logischen Einheiten (ALU). Der Addierer und der Multiplizierer des Prozessors arbeiten mit Zahlen im Festkommaformat. Jeder Prozessor besitzt 16 32 Bit breite Register und einen eigenen, lokalen 4 KB großen Speicher, der frei nutzbar ist. Alle Prozessoren auf einem Chip und die Chips auf einer Neurocomputerkarte sind in SIMD-Architektur[5]aufgebaut, d.h. alle Prozessoren arbeiten gleichzeitig dieselben Befehle ab und können dabei aber unterschiedliche Daten aus dem lokalen Speicher verwenden. Die Befehle werden von einem sogenannten Sequenzer-Chip generiert, der einmal auf jeder Neurocomputerkarte vorhan-

[5]SIMD: **S**ingle **I**nstruction **M**ultiple **D**ata

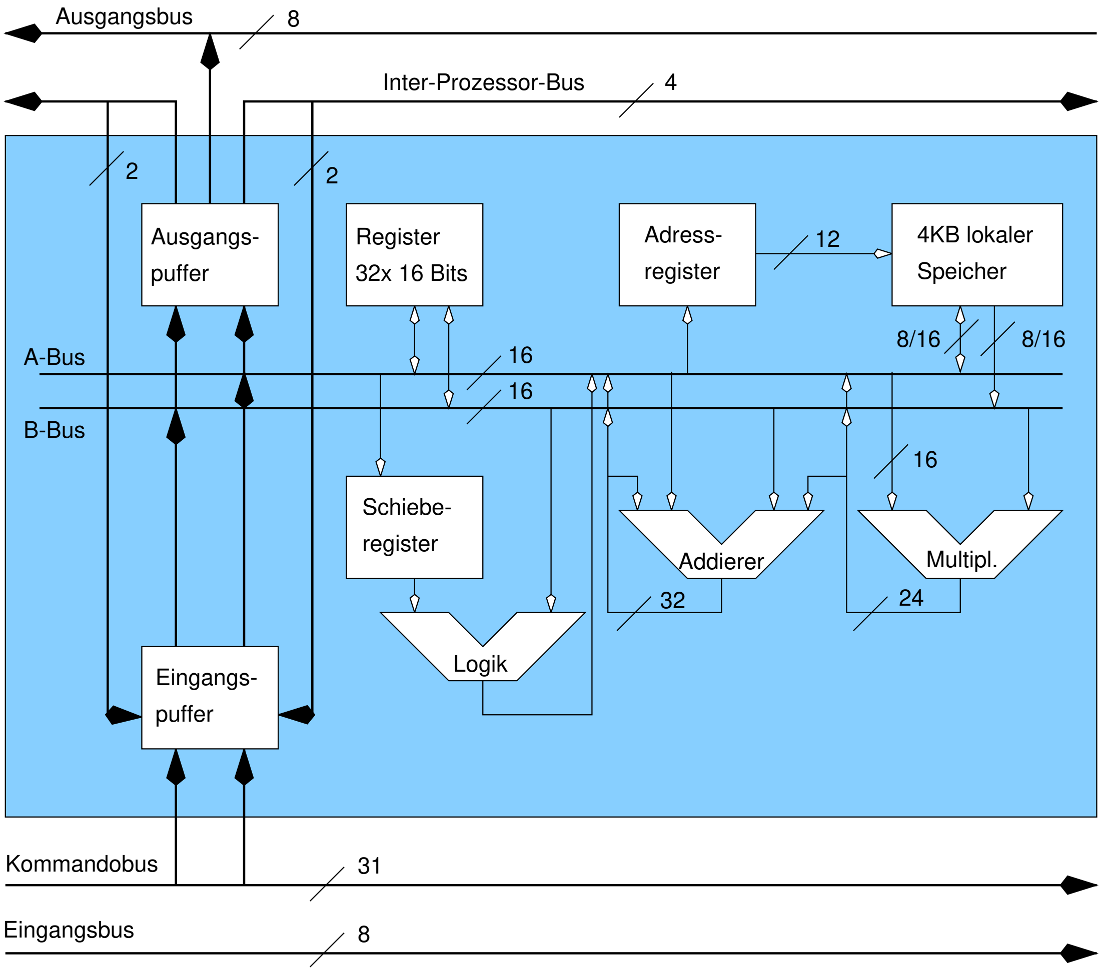

Abbildung 6.3: *Das Blockschaltbild eines CNAPS Prozessors zeigt die internen 16 Bit breiten Busse und ALUs. Jeder Prozessor enthält 4 Kilobyte lokalen Speicher, in dem z.B. Netzwerkgewichte gespeichert werden können. Die Prozessoren verfügen im Gegensatz zu konventionellen CPUs über keinen eigenen Befehlsspeicher und -zeiger. Stattdessen erhalten alle Prozessoren eines Chips ihre Befehle von einem externen Sequenzer-Chip über einen gemeinsamen, 31 Bit breiten Kommandobus.*

den ist. Alle Prozessoren auf einer Karte erhalten diese Befehle über einen gemeinsamen, 31 Bit breiten Befehlsbus. Über vier weitere Busse können die Prozessoren Daten mit der Umgebung austauschen:

Für den allgemeinen Datenein- bzw. -ausgang werden zwei acht Bit breite Busse benutzt, die parallel mit allen Prozessoren eines Chips und dem Sequenzer der Karte verbunden sind. Daher erhalten alle Prozessoren gleichzeitig dieselben Eingangsdaten und können nur sequentiell ihre Ausgangsdaten an den Sequenzer weiterleiten. Aus diesem Hardwaredetail ergibt sich, daß eine optimale Arbeitsgeschwindigkeit mit lediglich acht Bit grossen Ein- und Ausgangsdaten erreicht wird. Bei größeren Daten geht zusätzlich Zeit verloren, wenn

Tabelle 6.1: *Die Bestückungen des L2NN-Triggers.*

Jahr	Anzahl Triggerboxen	Chip-Bestückung	Anzahl Prozessoren
1995	3 (Hardwaretests)	3x 1064x1	192
1996	10	1x 1064x4 1x 1064x2 7x 1064x1 1x 1016x4	896
1997	12	1x 1064x4 1x 1064x2 9x 1064x1 1x 1016x4	1024

diese in acht Bit großen Segmenten übertragen werden müssen. Prinzipiell können so jedoch auch höhere Rechengenauigkeiten (z.B. 32 Bit) durch Softwareemulation erreicht werden.

Zwei weitere, vier Bit breite Busse mit jeweils zwei Bit für den Datenausgang und Dateneingang verbinden jeden Prozessor mit seinem linken und rechten Nachbarn.

Um hohe Verarbeitungsgeschwindigkeiten für NN- und 3D-Bildverarbeitungsalgorithmen zu erreichen, sind neben der SIMD-Architektur insbesondere der sogenannte „Multiply-Add"-Befehl und die Suche nach dem Prozessor mit dem größten Ausgabewert optimiert. So benötigt der Multiply-Add-Befehl für 8x16 Bit nur einen Taktzyklus und für 16x16 Bit nur zwei Taktzyklen.

Abbildung 6.4 zeigt das Blockschaltbild der im L2NN-Trigger verwendeten CNAPS-VME-Karten. Neben dem Sequenzer (CNAPS Sequencer Chip, CSC) und dem CNAPS-Prozessorfeld enthält die Karte noch 16 MB Speicher für Daten und 512 KB Speicher für Programme. Die VME-Bus-Schnittstelle ist mit einem Motorola SCV64 Chip realisiert. Für Echtzeitanwendungen können Daten unter Umgehung des relativ langsamen VME-Busses über die Direkt-I/O-Verbindung direkt mit dem Sequenzer ausgetauscht werden. Zusätzlich gibt es für jeden CNAPS-Chip eine eigene, acht Bit breite Quick-I/O-Verbindung. Darüber kann jeder CNAPS-Chip mit einem eigenen Datenstrom (20 MB/s bei 20 MHz Kartentakt) arbeiten.

Im L2NN-Trigger wird die Direkt-I/O-Möglichkeit genutzt, um die Triggerdaten von der DDB über eine Mezzanine-Karte an den Direct-I/O-Anschluß der CNAPS-Neurocomputerkarte zu senden. Die Triggerentscheidung wird auf demselben Weg zurückgeschickt. Auf diese Weise werden dauerhafte Datenübertragungsraten von 20 MB/s bei 20 MHz Kartentakt erreicht. Im L2NN-Trigger arbeiten die CNAPS-Neurocomputerkarten mit der zweifachen HERA-Taktfrequenz, also 20.8 MHz. Die unterschiedlichen Bestückungen des Triggers in den Datennahmeperioden 1995-1997 zeigt Tabelle 6.1.

Programmiert werden können die CNAPS-Neurocomputerkarten in einer C-ähnlichen Spra-

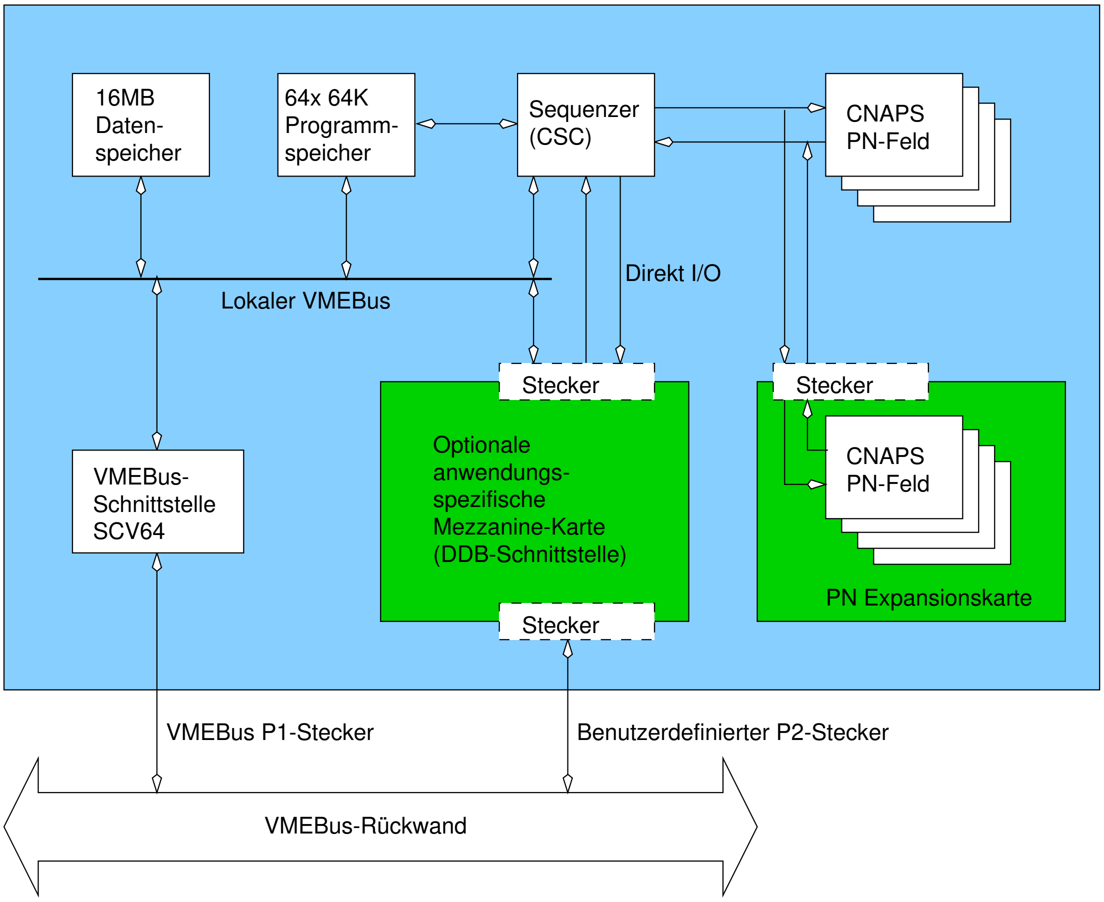

Abbildung 6.4: *Das Blockschaltbild einer CNAPS-VME-Neurocomputerkarte. Die dunkel unterlegten Flächen sind optionale Erweiterungen: Neben vier Steckplätzen für CNAPS-Chips auf der Hauptplatine kann eine Tochterkarte mit vier zusätzlichen Steckplätzen aufgesteckt werden. Eine weitere Tochterplatine (Mezzanine-Karte) kann auf den Direkt-I/O-Anschluß aufgesetzt werden und beherbergt anwendungsspezifische Schaltungen für die direkte Datenübertragung. Die Mezzanine-Karte hat außerdem Zugriff auf den ungenutzten P2-Stecker des VME-Busses.*

che. Da die Triggeralgorithmen jedoch sehr zeitkritisch sind, müssen sie in optimiertem Assemblerkode implementiert werden.

6.2.3 Data Distribution Board

Da die kommerziellen CNAPS-Neurocomputerkarten nicht an die spezielle H1-Umgebung angepaßt werden können, wird als Schnittstelle die DDB benötigt. Gleichzeitig übernimmt die DDB einfache Datenaufbereitungsaufgaben und einige Funktionen des Überwachungssystems. Das Design der DDB beruht auf einer Analyse der dem L2NN zur Verfügung

Tabelle 6.2: *Die bisher implementierten Algorithmen der DDB. Ein Wort eines Subbusses kann* ***nicht*** *mit beliebigen Kombinationen verarbeitet werden. „LSByte“ steht für das niederwertigere Byte, „MSByte“ für das höherwertige.*

Algorithmus	Datentyp	Ausgabe
0	2x 8 Bit Wert	Selektiere LSByte
1	2x 8 Bit Wert	Selektiere MSByte
2	2x 8 Bit Wert	Addiere beide Bytes
3	16 Bit Muster	Position des gesetzten Bits
4	16 Bit Muster	Bitsumme
5	16 Bit Wert	8 Bit Wert
6	8 Bit Adresse, 8 Bit Wert	Selektiere Wert
7	beliebig	beliebige Fkt. des LSBytes
8	beliebig	beliebige Fkt. des MSBytes
9	2x 8 Bit Wert	beliebige Fkt. der Summe
10	16 Bit Muster	Bitsumme von Bit 0,3,6,9,12
11	16 Bit Muster	Bitsumme von Bit 1,4,7,10,13
12	16 Bit Muster	Bitsumme von Bit 2,5,8,11,14

stehenden H1-Triggerdaten und deren Einordnung in bestimmte Klassen sowie der Umsetzung einfachster Datenaufbereitungsalgorithmen auf diese [44]. Die Tabelle 6.2 listet die Algorithmen der ersten DDB-Version auf.

Zur Bewältigung der Hauptaufgabe des Datentransfers und der Datenaufbereitung besitzt die erste Version der DDB vier Tochterplatinen, zu denen die Daten von den L2-Bussteckern der Hauptkarte geleitet werden. Pro Tochterplatine werden die Daten von zwei L2-Subbussen parallel bearbeitet. Die wichtigsten Funktionen der Tochterplatinen sind in zwei PQ-ICs (**P**QZP/**Q**uickbus-IC) implementiert. Hierfür werden zwei FPGA Bausteine des Typs XILINX 4008 verwendet. Ein einzelner FPGA XILINX 4010 auf der Hauptplatine übernimmt die Steuerung der DDB. Diese programmierbaren Logikbausteine können über einen PC mit Internetzugang, der über eine serielle Schnittstelle mit den DDBs verbunden ist, konfiguriert werden.

Die PQ-ICs der ersten DDB-Version unterstützen nur Algorithmen für Daten, die im PQZP-Format empfangen werden. Weitere Versionen der DDB, bei denen einzelne Tochterplatinen gegen solche mit erweitertem Funktionsumfang für das Quickbus-Format ausgetauscht werden, sind geplant. Die in der ersten Version unterstützten Algorithmen werden in drei Schritten ausgeführt (Abb. 6.5). Im ersten Schritt werden das untere und das obere Datenbyte des 16 Bit breiten Subbusses getrennt über zwei frei konfigurierbare, 2KB*8 Bit große Tabellen, sogenannte LUTs (**L**ook **U**p **T**ables), abgebildet. Dadurch kann für jedes der beiden Bytes eine aus acht in der LUT gespeicherten Abbildungsfunktionen angewendet werden. Im zweiten Bearbeitungsschritt werden die Ausgaben der LUTs sowohl un-

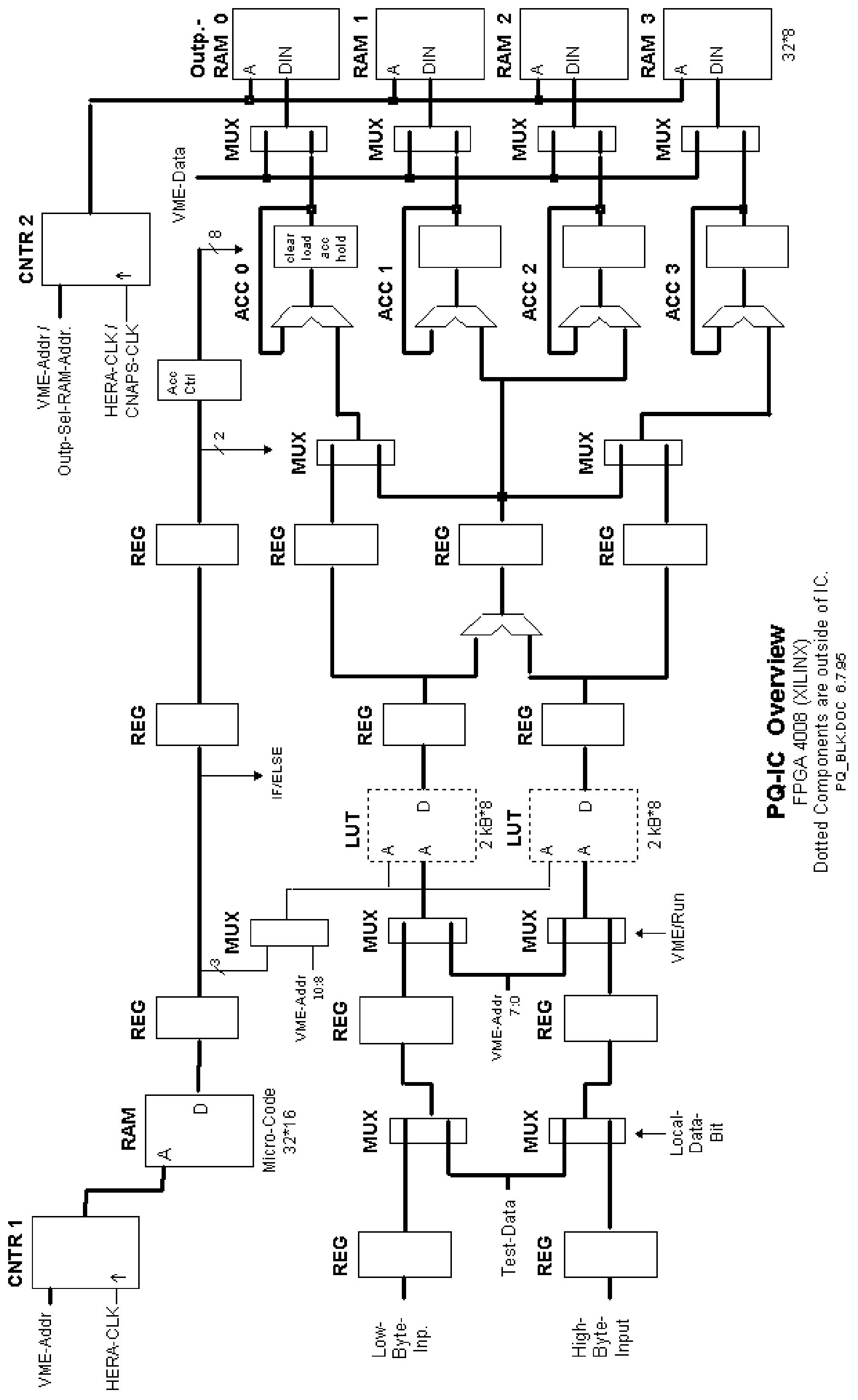

Abbildung 6.5: *Blockschaltbild eines Subbusmoduls der DDB.*

verändert weitergeleitet als auch in einem Akkumulator addiert. Der dritte Bearbeitungsschritt besteht aus vier Gruppen von Akkumulatoren und Zwischenspeichern, mit denen die Ergebnisse der zweiten Stufe sukzessiv über mehrere L2-Buszyklen aufaddiert werden können. Die Ergebnisbytes werden in einem 64*8 Bit großen Ausgabespeicher gespeichert. Eine weitere, konfigurierbare Tabelle gibt an, welche maximal 64 Bytes der acht 64 Byte großen Ausgabespeicher einer DDB als Triggerdaten an den CNAPS-Neurocomputer übertragen werden.

Aus den Ausgabespeichern der DDB werden die Informationen über ein Flachbandkabel vom untersten Stecker der Karte im L2-Crate zum P2-Stecker der entprechenden CNAPS-Neurocomputerkarte im CNAPS-Crate gesendet. Auf demselben Weg wird das 16 Bit breite Ergebnis des Neurocomputers von der DDB empfangen und in einem Ergebnisspeicher zwischengespeichert. Aus diesem Ergebnis wird das L2-Subtriggerbit extrahiert und über eine direkte Anbindung an die CTL2 geschickt. Ein Zähler auf der DDB zählt die gesetzten Triggerbits mit und kann zur Online-Bestimmung der Triggerrate benutzt werden. Falls die CTL2 schließlich das Ereignis triggert, werden von der CTL2 anschließend per VME-Bus über den VIC im L2-Crate die Ausgabespeicher und Ergebnisspeicher der DDBs ausgelesen und im folgenden Schritt der Ereignisbildung zu den Ereignisdaten hinzugefügt. Das Zusammenspiel zwischen DDB und CNAPS ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

Zur Online-Überwachung des L2NN-Triggers sind die Ausgabe- und Ergebnisspeicher doppelt ausgelegt. Die Daten werden in den zweiten Speichersatz gespiegelt und können so von einem zweiten VME-Busmaster (in diesem Fall die SPARCstation) ausgelesen werden, ohne für die CTL2 Busfehler durch überlappende Zugriffe zu produzieren. Zudem kann das Beschreiben des Spiegelspeichers angehalten werden, um die relativ langsame Auslese der Daten über den VME-Bus für beliebige, insbesondere von L2 verworfene Ereignisse zu ermöglichen.

Bestimmte Hardwaretests führt die DDB selbst durch, da diese von der Online-Software nicht erkannt werden können. Werden solche Fehler entdeckt, so werden in Fehlerregistern Bits gesetzt, die die Art des Fehlers kennzeichnen. In diese Fehlerkategorie fallen beispielsweise Zugriffsfehler auf den VME-Bus, Fehler bei der Datenübertragung von oder zu den CNAPS-Karten und falsches Zeitverhalten von Signal- und Taktleitungen. Der Fehlerzustand einer DDB kann von einer auf der Karte integrierten Sprachausgabeeinheit im Klartext[6] ausgegeben werden.

6.2.4 Spion-Karte

Ausschließlich zur Online-Überwachung ist die Spion-Karte gedacht. Die Spion-Karte hat ebenso wie die DDBs Zugriff auf den L2-Bus und kann in acht FIFO-Speichern von 2KB Tiefe (entspricht 1024 L2-Buszyklen) die Triggerdaten mehrerer Ereignisse (mit maximal je

[6]auf bayrisch

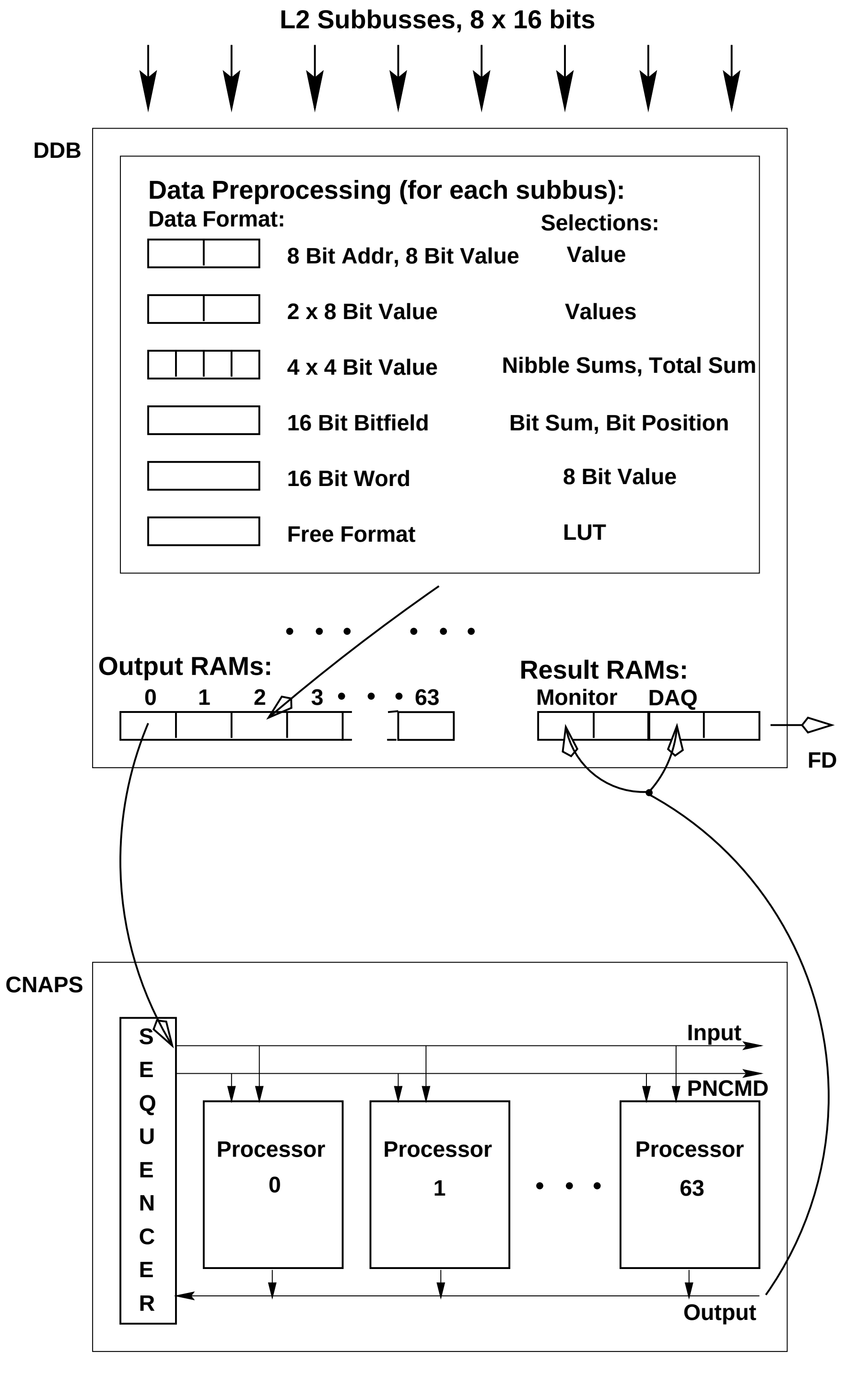

Abbildung 6.6: *Das Zusammenspiel von DDB und CNAPS: Die CNAPS-Karte empfängt das Ereignis aus dem Ausgabe-RAM der DDB und schickt das Ergebnis an die DDB zurück. Von den Datenaufbereitungsmöglichkeiten der DDB sind nur einige exemplarisch dargestellt.*

64 L2-Buszyklen) komplett speichern. Auf ein Kommando der SPARCstation hin wird das nächste ankommende Ereignis abgespeichert und gleichzeitig ein Synchronisationssignal an die DDBs geschickt, woraufhin die DDBs nach diesem Ereignis das Beschreiben der Spiegelspeicher anhalten. Damit liegen anschließend konsistent alle wesentlichen Daten des Ereignisses auf den DDB-Karten und der Spion-Karte vor und können unabhängig vom Experiment lokal ausgelesen und überprüft werden.

6.2.5 VIC-Karte

Eine VIC-8250/4-Karte der Firma CES (Creative Electronic Systems) dient über die CTL2 zur allgemeinen Kommunikation mit dem H1-Experiment. Über VIC-Karten können verschiedene VME-Crates miteinander zu einem logischen System verbunden werden. Sie erlaubt insbesondere der CTL2 von ihrem Crate aus völlig transparente, direkte VME-Buszugriffe auf die DDBs im L2-Crate des L2NN-Triggers. Zusätzlich dient ein 512 KB Speicherbereich auf der VIC-Karte zum Datenaustausch mit der L2NN-SPARCstation. Auf diesem Weg werden Statusinformationen des H1-Experimentes an die L2NN-Sun und Statusinformationen der L2NN-SPARCstation an die CTL2 übertragen.

6.3 L2NN-Software

6.3.1 Online-Software

Die Online-Software umfaßt diejenigen Programme und Daten, die unmittelbar zur Steuerung und Überwachung des L2NN-Triggers erforderlich sind und deren Benutzeroberflächen. Die wesentlichen Komponenten und die Datenwege sind in der Abbildung 6.7 dargestellt.

Die Struktur der Online-Software spiegelt die im Abschnitt 6.2.1 genannten Designkonzepte wieder: Der wichtigste Prozeß ist der NnLoader. Nur dieses Programm ist unbedingt erforderlich, um den L2NN-Trigger kontrolliert zu betreiben. Der NnLoader ist so einfach wie möglich gehalten, um größtmögliche Betriebssicherheit zu gewährleisten[7]. Alle Aufgaben der Online-Überwachung sind folglich in einen zweiten Prozeß, den NnMonitor ausgelagert. Beide Prozesse werden in der Regel von einem dritten Prozeß, dem NnServer gesteuert. Die zweite Aufgabe des NnServers ist die Anbindung der drei Prozesse an die eigentliche Benutzeroberfläche NnCockpit. Diese graphische Benutzeroberfläche (GUI) kann mit wenigen Einschränkungen auf einem beliebigen Unix-Rechner im Internet betrieben

[7]Stürzt dieses Programm dennoch ab oder wird anderweitig unkontrolliert beendet, so arbeitet der L2NN-Trigger zwar noch weiter, es können jedoch keine Konfigurationsänderungen mehr durchgeführt werden und die CTL2 meldet einen Fehler, da sie keine Rückmeldung vom L2NN-System mehr erhält. In der Regel sollte dieses zu einem manuellen Eingriff der Schichtbesatzung führen und der aktuelle Datennahmelauf noch ohne Datenverlust korrekt beendet werden können.

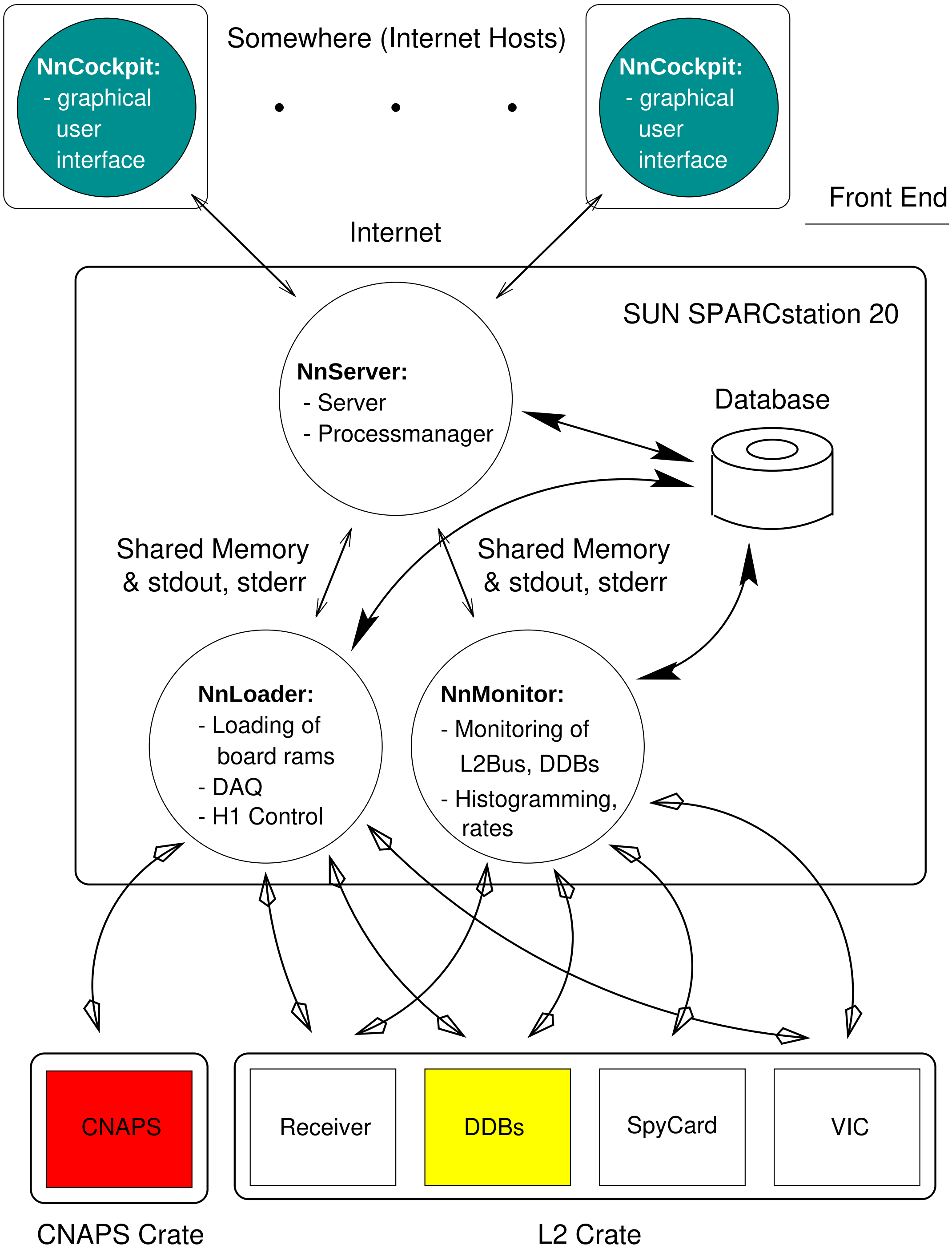

Abbildung 6.7: *Die Elemente der Online-Software und -Datenwege. Rechtecke stehen für Hardwareeinheiten, Kreise für eigenständige Softwareprozesse. Die Pfeile deuten den Datenfluß an.*

werden und erlaubt damit die komfortable Steuerung und Überwachung über das Internet. Die Prozeßmodularität der Software hat sich bereits in der Entwicklungs- und Testphase bewährt, als die einzelnen Prozesse relativ unabhängig voneinander getestet werden konnten. Diese Online-Programme bestehen aus ca. 60 000 Zeilen L2NN-spezifischem C-Kode, von dem der weitaus größte Teil im Rahmen dieser Dissertation entwickelt wurde. Dazu kommen noch die eigentlichen Triggerprogramme, die auf den CNAPS-Karten laufen, sowie ebenfalls umfangreiche Konfigurationsdateien und Testprogramme.

6.3.1.1 NnLoader

Der NnLoader konfiguriert mit Hilfe einer lokalen Datenbank den Trigger und besorgt die notwendige Buchhaltung seiner Betriebsparameter. Gleichzeitig meldet er den Systemzustand über den VIC an die CTL2. Dazu läuft der NnLoader in zwei verschiedenen Betriebsarten:

- Der Triggermodus: In diesem Modus liest der NnLoader in einer schnellen Schleife den Speicher der VIC-Karte, führt die darin abgespeicherten Befehle der CTL2 aus und speichert gegebenenfalls Antworten an die CTL2 wieder in der VIC-Karte. Mögliche Befehle sind
  - Laden des L2NN-Triggers: Aus den VIC-Daten wird die aktuelle H1-Runnummer gelesen, mit deren Hilfe in der lokalen Datenbank die für diesen Run vorgesehene L2NN-Konfiguration gefunden wird. Mit Hilfe der entsprechenden Tabellen werden die PQZP-Empfängerkarten und DDBs konfiguriert sowie die Triggerprogramme kompiliert und auf die CNAPS-Karten geladen. Anschließend wird in die lokale Datenbank ein Buchhaltungseintrag geschrieben, der die tatsächlich für diesen Run benutzte L2NN-Konfiguration markiert.
  - Überprüfen der L2NN-Konfiguration: Die Ist-Konfiguration des L2NN-Triggers wird mit der Soll-Konfiguration, die sich wiederum aus der in der VIC-Karte gespeicherten aktuellen H1-Runnummer ergibt, verglichen. Dieser Schritt wird normalerweise nach jedem Neuladen automatisch ausgeführt.
  - Starten des L2NN-Triggers: Die Triggerprogramme auf den CNAPS-Karten werden gestartet und die DDBs aktiviert. Nach diesem Schritt kann nur noch auf die Spiegelspeicher der DDBs zugegriffen oder der L2NN-Trigger wieder gestoppt werden. Zugriffe auf andere Bereiche der DDBs sind nicht erlaubt, da sie mit Zugriffen der CTL2 kollidieren und diese verhindern könnten, wodurch das aktuelle Ereignis nicht mehr ausgelesen werden kann. Das zeitkritische Triggerprogramm auf den CNAPS-Karten darf während der Datennahme ebensowenig unterbrochen werden.
  - Stoppen des L2NN-Triggers: Die DDBs werden deaktiviert und anschließend die Triggerprogramme auf den CNAPS-Karten gestoppt.

- Der Expertenmodus: In diesem Modus liest der NnLoader zwar noch den Speicher der VIC-Karte, führt jedoch keine Befehle der CTL2 mehr aus. Stattdessen können nun vom L2NN-Experten Befehle an den NnLoader abgeschickt werden.

Zum Empfang von Befehlen und um dem NnServer den aktuellen NnLoader-Status zugänglich zu machen, ist zwischen diesen beiden ein schneller Kommunikationsweg implementiert. Dieser baut auf einem sogenannten „Shared Memory Segment“ (SM) der Unix-Erweiterung IPC[8] auf. Ein solches SM-Segment kann von mehreren Prozessen gleichzeitig als Teil des konventionellen Prozeßspeichers alloziiert werden. Das SM-Segment wird in diesem Fall dem NnServer und dem NnLoader gleichzeitig zugewiesen. In einem Teilbereich des SM speichert der NnLoader alle seine wesentlichen Variablen ab. Dieser Teilbereich wird vom NnServer lediglich gelesen und die darin enthaltene Information gegebenenfalls weitergeleitet. In einem zweiten Bereich des SM-Segments kann der NnServer Kommandos für den NnLoader und deren Parameter schreiben. Befindet sich der NnLoader im Expertenmodus, so führt er diese Kommandos aus. Mögliche Befehle sind neben denjenigen des Triggermodus auch Teile davon. Auf diese Weise ist es manuell möglich, z.B. nur einzelne Triggerboxen oder Triggerboxkomponenten zu laden, Testkonfigurationen zu aktivieren oder geladene Konfigurationen zu überprüfen. Der NnLoader-Prozeß kann auf diese Weise auch beendet werden oder zwischen seinen beiden Betriebsmodi gewechselt werden.

Eine weitere Kommunikationsverbindung zwischen dem NnLoader und dem NnServer ist dadurch implementiert, daß die Standardausgabe und Standardfehlerausgabe des NnLoaders auf die Standardausgabe und Standardfehlerausgabe des NnServers umgelenkt werden.

Als einzige wirkliche Echtzeit-Überwachungsfunktion prüft der NnLoader kontinuierlich die Fehlerregister der DDBs. Bleibt ein Fehlerzustand über längere Zeit bestehen, informiert der NnLoader automatisch per Internet einen Rechner mit Modem-Anschluß, der einen entsprechenden Telefonanruf an den zuständigen Ingenieur abschickt.

6.3.1.2 NnMonitor

Über den NnMonitor-Prozeß wird der L2NN-Trigger überwacht. Unter diese Aufgabe fällt die Prüfung der Datenkonsistenz auf verschiedenen Stufen des L2NN-Triggers und die Überwachung der DDB-Fehlerregister. Zu diesem Zweck benutzt der NnMonitor die Spion-Karte, auf die in der Online-Umgebung nur dieser Prozeß Zugriff hat, sowie die entsprechenden Spiegelspeicher und Fehlerregister der DDBs.

Für komplexere, externe Testprogramme kann der NnMonitor die Triggerdaten (L2-Busdaten, DDB-Ausgaben und CNAPS-Ausgaben) lokal im H1-Standardereignisformat auf einer Festplatte speichern. Für diese Daten kann dann der L2NN-Trigger simuliert werden und die Simulation mit den gemessenen Daten verglichen werden. Durch die Verwendung

[8]**I**nter**p**rocess **C**ommunication

des H1-Standardereignisformats kann im Online-Bereich ohne große Änderungen dieselbe Software wie im Offline-Bereich verwendet werden. Wegen des hohen Datendurchsatzes ist auf diese Weise aber lokal jeweils nur auf Anforderung die Speicherung einiger tausend Ereignisse möglich. Insbesondere können dafür jedoch ohne Verzögerung alle Ereignisse untersucht werden, die den L2NN erreichen. Im Gegensatz dazu enthalten die offline zur Verfügung stehenden Daten nur noch getriggerte Ereignisse.

Im Gegensatz zur lokalen Ereignisspeicherung werden die L2-Busdaten kontinuierlich vom NnMonitor-Prozeß überwacht. Dies geschieht dadurch, daß der NnMonitor-Prozeß in einer schnellen Schleife die Aufzeichnung der L2-Busdaten auf der Spion-Karte aktiviert und die Daten dann ausliest. Da automatisierte Konsistenzprüfungen für die Subdetektordaten sehr schwer zu realisieren sind, werden die Daten lediglich eingelesen und histogrammiert. Die Histogrammdatensätze können vom Benutzer angefordert und von seiner Bedieneroberfläche aus angezeigt werden (Abb. 6.8). Einfache Fehler können so schnell entdeckt werden. In weiteren Histogrammen wird die Anzahl von Übertragungen des hexadezimalen Wertes 0xFFFF für alle L2-Subbusse und für alle L2-Buszyklen aufgezeichnet. Der Wert 0xFFFF wird gezielt von den PQZP-Empfängerkarten auf den L2-Bus gesendet, wenn am entsprechenden Empfängereingang keine gültigen Daten anlagen. Diese Histogramme sollten folglich signifikante Lücken für diejenigen L2-Buszyklen zeigen, an denen gültige Triggerdaten (mit geringer Wahrscheinlichkeit eines 0xFFFF-Wertes) übertragen wurden (Abb. 6.9). So kann vom Benutzer relativ einfach ein Teil der Konfiguration der PQZP-Empfängerkarten und die Datenübertragung von den Subdetektoren zu den Empfängerkarten des L2NN-Triggers überprüft werden. Bei auffällig häufigem Auftreten von 0xFFFF-Werten für einen bestimmten L2-Subbus und -Zyklus (verglichen mit empirisch ermittelten, üblichen Werten) signalisiert der NnMonitor automatisch einen Fehlerzustand. Die Histogrammdatensätze eines jeden H1-Runs werden dauerhaft auf einer lokalen Festplatte gespeichert.

Neben dem L2-Bus werden auch die Trigger-Entscheidungen jeder CNAPS-Karte in Histogrammen aufgezeichnet. Diese Histogramme können ebenso vom Benutzer angefordert und angezeigt werden.

Die dritte Gruppe von graphisch aufbereiteten Daten stellen die Triggerraten dar: Der NnMonitor-Prozeß berechnet aus den Triggerzählern der DDBs und einem Zeitgeber die Triggerrate jeder Triggerbox und speichert deren zeitlichen Verlauf. Auch diese Information kann vom Benutzer angefordert und graphisch dargestellt werden.

Für einzelne Ereignisse kann auf Anforderung der Inhalt der FIFO-Speicher der Spion-Karte und der Ausgabe- und Ergebnisspiegelspeicher der DDBs alphanumerisch ausgegeben werden.

Für Testzwecke kann schließlich über den NnMonitor-Prozeß die Spion-Karte detailliert gesteuert werden.

Alle Information wird vom NnMonitor auf die gleiche Art und Weise wie beim NnLoader

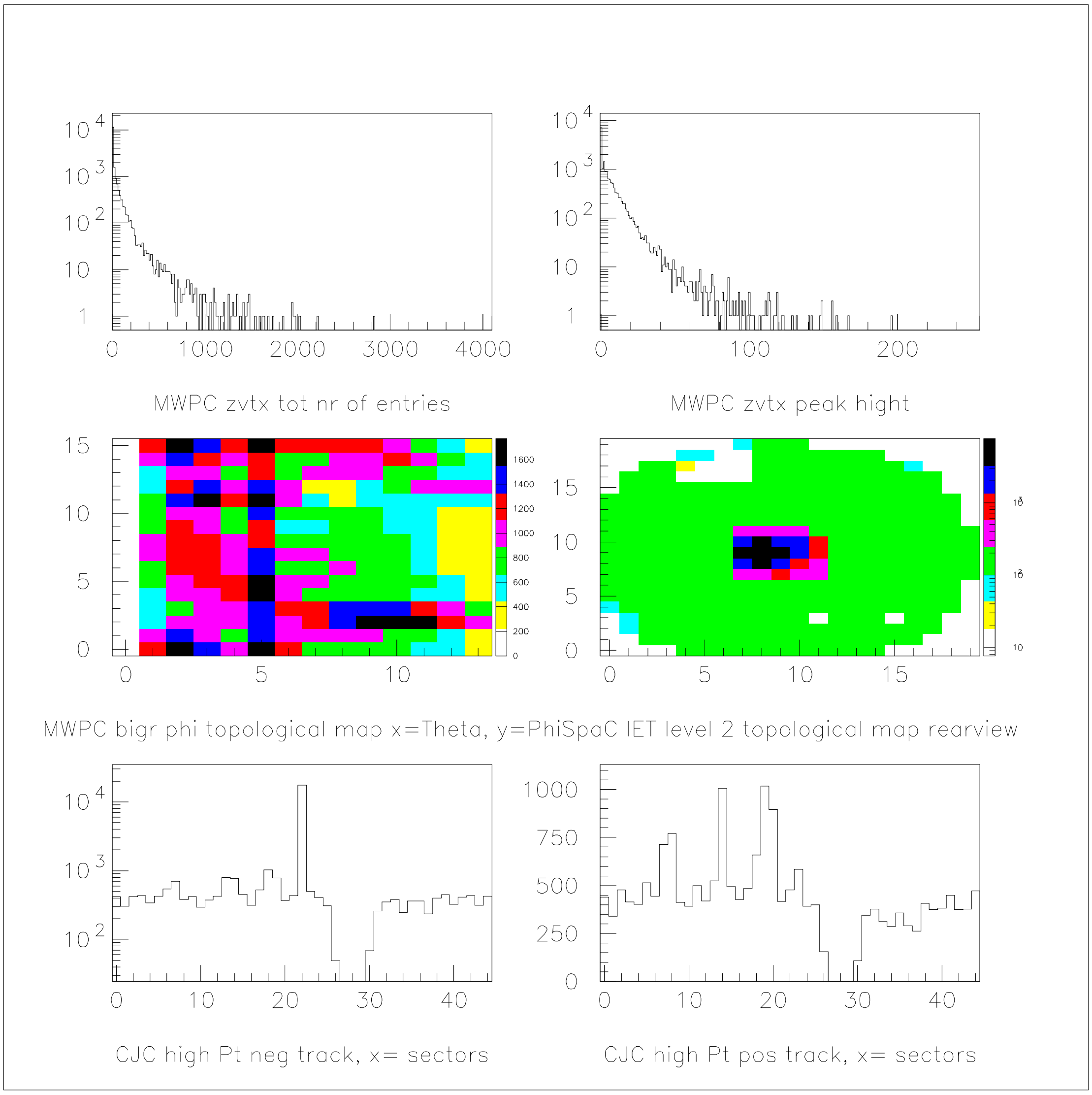

Abbildung 6.8: *Beispiele für Online vom* NnMonitor *erzeugte Histogramme der Triggerdaten vom L2-Bus. Die unteren beiden Histogramme zeigen sofort ein „Loch“ von toten Sektoren der CJC und ein rauschendes Bit für negative Spuren mit hohem Impuls. Das Histogramm der SPACAL-Elektrontrigger zeigt einige Löcher, die von defekter Triggerelektronik herrühren erst nach einem SPACAL-Betriebsjahr durch den neu eingeführten* NnMonitor *entdeckt wurden.*

an den NnServer weitergegeben. Der NnServer teilt sich also auch mit dem NnMonitor ein SM-Segment, das einerseits die wesentlichen Variablen des NnMonitors enthält und andererseits für die Übermittlung von Befehlen und Parametern an den NnMonitor dient. Ebenso sind die Standardausgabe- und Standardfehlerausgabe auf die entsprechenden Kanäle des NnServers umgelenkt. So erreichen z.B. die alphanumerischen Speicherausdrucke den NnServer.

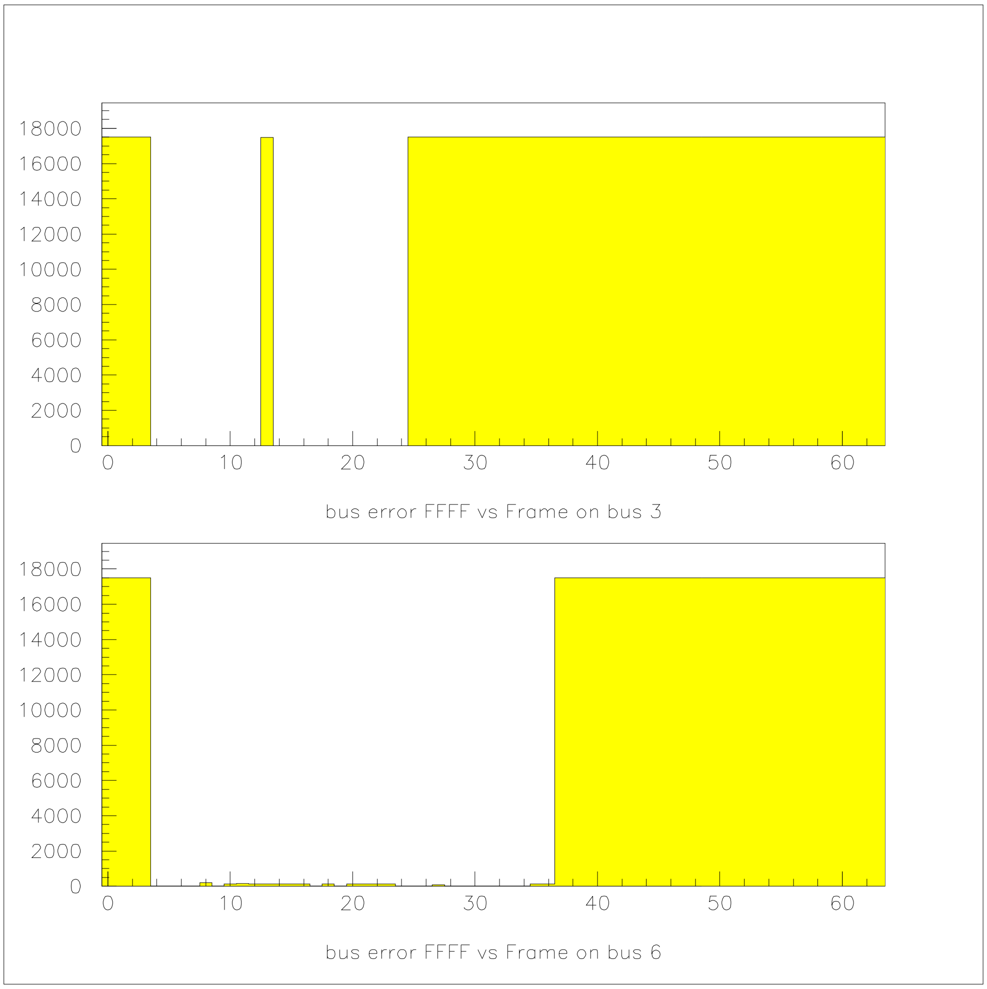

Abbildung 6.9: *Beipiele für Busfehlerhistogramme (0xFFFF-Häufigkeit aufgetragen gegen den Buszyklus): Das obere Histogramm zeigt, daß auf dem L2-Subbus nacheinander die Daten von zwei Subdetektoren angelegt werden. Anhand des Abstandes zwischen den beiden Datenströmen und der Längen kann leicht die Konfiguration der Empfängerkarten überprüft werden. Das untere Histogramm zeigt einen anderen L2-Subbus. Dessen Daten können durchaus den Wert 0xFFFF annehmen, jedoch geschieht das relativ selten und es wird dadurch die Aussagekraft des Histogramms nicht negativ beeinflußt.*

6.3.1.3 NnServer

Der NnServer verbindet die Prozesse auf der SPARCstation mit den Benutzeroberflächen, die typischerweise auf anderen Rechnern laufen sollten (Client-Server-Architektur). Neben den bereits beschriebenen Kommunikationspfaden zu dem NnLoader und dem NnMonitor unterhält der NnServer Verbindungen zu den NnCockpits. Diese Verbindungen sind als „BSD Stream Sockets“ implementiert, die von den meisten Unix-Systemen bereitgestellt werden und einfache Internetkommunikation erlauben. Die Daten werden im TCP/IP-

Protokoll übertragen. Typischerweise wird auf der L2NN-SPARCstation zunächst ein NnServer-Prozeß gestartet. Anschließend wird irgendwo im Internet ein NnCockpit gestartet, das automatisch über das Internet von der L2NN-SPARCstation eine Verbindung anfordert. Diese wird dann vom NnServer aufgebaut, wobei maximal 20 Verbindungen zu NnCockpits gleichzeitig möglich sind. Der NnServer kann nun vom NnCockpit Kommandos empfangen und diese ausführen. Von allen verbundenen NnCockpits kann immer genau eines im sogenannten Expertenmodus[9] betrieben werden, der nur über eine Paßwortabfrage erreicht werden kann. Nur dieser Modus erlaubt kritische Zugriffe auf das L2NN-Triggersystem.

Nach dem Start läuft der NnServer in einer Endlosschleife und fragt alle Kommunikationskanäle nach neuen Informationen ab. Die Kommunikationskanäle sind dabei die SM-Segmente der beiden NnLoader- und NnMonitor-Prozesse, die Standardausgabe und Standardfehlerausgabe und die Socket-Verbindungen zu den NnCockpits. Die anliegenden Informationen von den beiden NnLoader- und NnMonitor-Prozessen werden in zwei Klassen eingeteilt: Solche, die an alle NnCockpits geschickt werden und solche, die nur an ein einzelnes NnCockpit, welches diese Informationen typischerweise zuvor explizit verlangt hat, geschickt werden. Entsprechend dieser Einteilung werden die Informationen an die NnCockpits verteilt. So werden z.B. allgemeine Statusinformationen der Prozesse an alle NnCockpits geschickt und Histogrammdatensätze des NnMonitors nur auf Verlangen an einzelne NnCockpits. Informationen und Kommandos der NnCockpits werden je nach Art und Rechten des sendenden NnCockpits ausgewertet und ausgeführt. Beispielsweise werden Schreibzugriffe auf die lokale Datenbank nur für das NnCockpit im Expertenmodus ausgeführt.

Der NnServer dient auch als Prozeßmanager und startet, stoppt und überwacht normalerweise die beiden NnLoader- und NnMonitor-Prozesse. Um durch gelegentlich auftretende Netzwerkprobleme im H1-Experiment nicht lahmgelegt zu werden, kann der NnLoader notfalls auch alleine betrieben werden.

Schließlich bietet der NnServer auch direkten Zugriff auf die lokale Datenbank und ermöglicht so, ohne die anderen beiden Prozesse zu belasten, das Lesen deren Inhalts und das Schreiben von nicht H1-runabhängigen Daten. Darunter fallen z.B. neue Triggerkonfigurationen, die erst zu einem späteren Zeitpunkt aktiviert werden sollen.

6.3.1.4 NnCockpit

Das NnCockpit stellt schließlich die Schnittstelle des Systems zum Benutzer dar. Die graphische X-Windows-Oberfläche, die mit Motif-Software erstellt wurde, stellt den komplexen Systemzustand übersichtlich dar und macht die komfortable Steuerung und Überwachung des Gesamtsystems erst möglich. Ein NnCockpit-Prozeß läuft normalerweise ständig auf einem X-Terminal im H1-Kontrollraum und informiert die H1-Schichtbesatzung. Die Ober-

[9] Dieser Modus hat nichts mit dem Expertenmodus des NnLoaders zu tun.

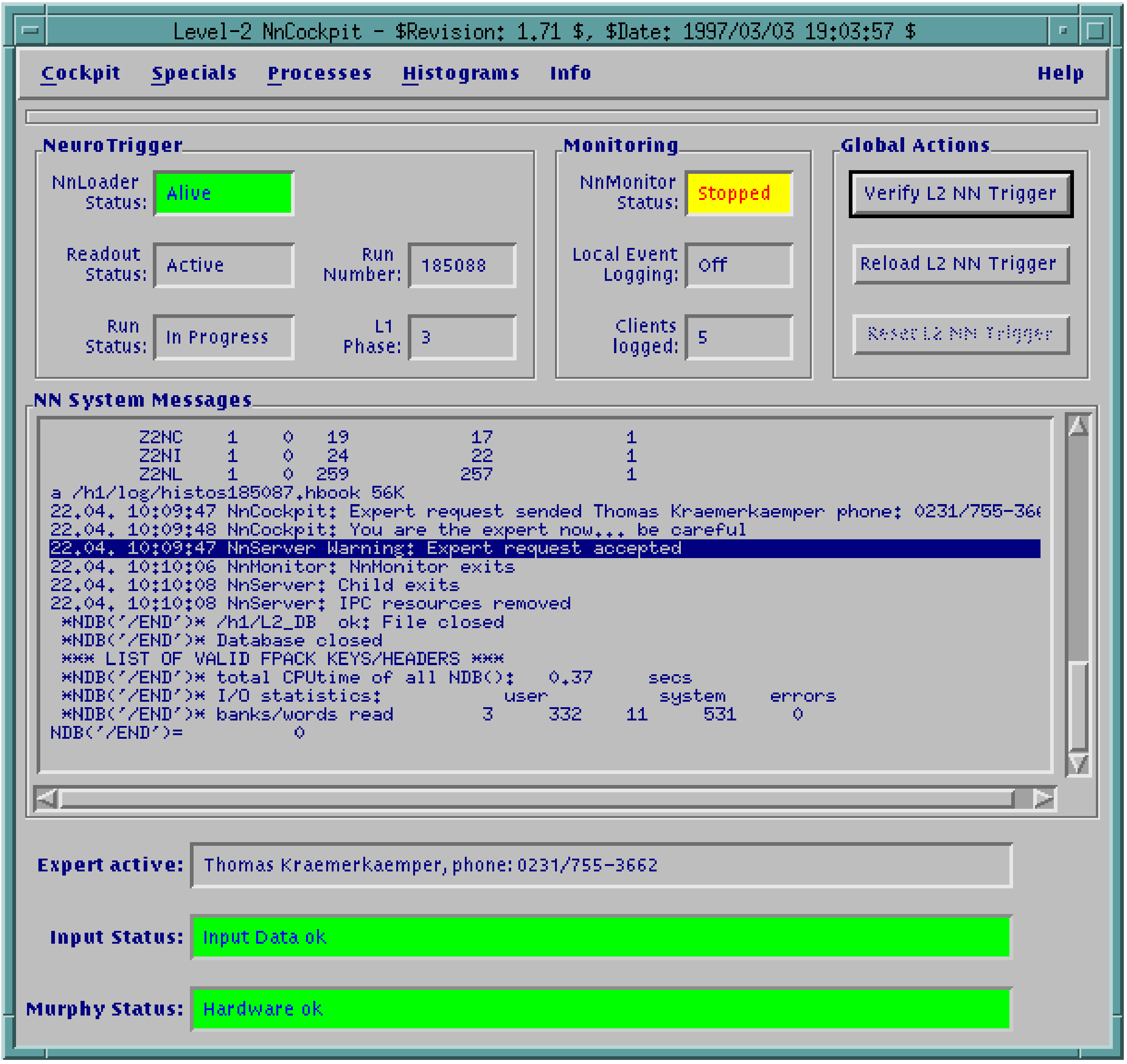

Abbildung 6.10: *Das Hauptfenster des* Motif-*GUIs* NnCockpit *zeigt die wichtigsten Systemparameter an. Inaktive Schalter (da das* NnCockpit *nicht im Expertenmodus ist) werden mit „Geisterschrift“ dargestellt.*

fläche muß daher auch für Nichtexperten möglichst informativ sein und der Systemzustand schnell erfasst werden können. Weitere NnCockpits dienen den Mitgliedern der L2NN-Gruppe für Zugriffe auf das System.

Nach dem Start und der erfolgreichen Verbindung mit dem NnServer wird zunächst ein Hauptfenster angezeigt (Abb. 6.10). Von diesem können über eine Menuleiste weitere Bedienungselemente erreicht werden. Im oberen Teil des Hauptfensters werden der H1-Status und der allgemeine Status des NnLoaders und des NnMonitors angezeigt, insbesondere ist farblich gekennzeichnet, ob die beiden Prozesse laufen. Im unteren Teil kann ebenfalls durch farbige Darstellung auf einen Blick erfaßt werden, ob Hardwarefehler oder Konsistenzfehler in den Eingangsdaten erkannt wurden. Im mittleren Teil des Fensters werden alle Standardausgaben und Standardfehlerausgaben des NnLoaders, NnMonitors, NnServers und des eigenen NnCockpits formatiert ausgegeben. Dabei wird neben dem Datum und der Uhrzeit noch der ausgebende Prozeß und eine Klassifikation der Ausgabe (Information (zweistufig), Warnung, Fehler, schwerer Fehler (d.h. manueller Eingriff erforderlich)) angezeigt. Über die Menuleiste können die drei niedrigeren, weniger relevanten Ausgabeklassen unterdrückt werden. Fehlerausgaben werden zusätzlich „invers" dargestellt. Alle diese Textausgaben werden gleichzeitig lokal auf dem Rechner des NnCockpits gespeichert.

Über ein Leiste mit „Pulldown"-Menüs können weitere Bedienungselemente erreicht werden. Darunter fällt z.B. der Datenbank-Manager, der eine graphische Oberfläche für die lokale Datenbank darstellt (Abb. 6.11). Mit seiner Hilfe können die Tabellen der Datenbank angezeigt, neue geschrieben und alte in lokale Datensätze ausgelesen werden. Ein weiterer Menüpunkt erlaubt die Darstellung der vom NnMonitor erzeugten Histogramme. Mit einem Mausklick kann eine Kopie des Histogrammdatensatzes vom NnServer angefordert werden. Ist diese per Internet eingetroffen, so wird der Datensatz analysiert und ein Menübaum erzeugt, über den die Histogramme angezeigt werden können.

Drei weitere Menüpunkte stellen Fenstersysteme für die komfortable und detaillierte Steuerung des NnLoaders und NnMonitors samt der von diesen Prozessen gesteuerten Hardware zur Verfügung. So erlaubt ein Fenster, einzelne Triggerboxen auszuwählen und zu laden, testen, starten und stoppen, während gleichzeitig deren Status angezeigt wird (Abb. 6.12). Mit einem Fensterbaum kann nahezu jede Detailinformationen der DDBs angezeigt und manipuliert werden. Das oberste Fenster dieses Baumes zeigt Abbildung 6.13. Hiermit kann auf Konfigurationsbits, Ergebnisspeicher/-spiegelspeicher und Zählerwerte zugegriffen werden. Ebenso können von diesem Fenster aus weitere Fenster geöffnet werden, die z.B. den Speicherinhalt der Ausgabespeicher oder die Fehlerbits der DDBs anzeigen.

Zusätzlich können über ein Fenster der NnMonitor und die Spion-Karte detailliert gesteuert werden (Abb. 6.14).

6.3.2 Offline

Zur Berechnung einer geeigneten Triggerkonfiguration für eine bestimmte Ereignisklasse wurden eine Reihe von Offline-Programmen entwickelt. Da in der Regel mit sehr großen Datensätzen gearbeitet wird, erledigt ein Teil dieser Programme Aufgaben der aufwendigen Datenhandhabung (Mixer, NSI [46]).

Daneben gibt es drei wichtige Bereiche, die abgedeckt werden müssen:

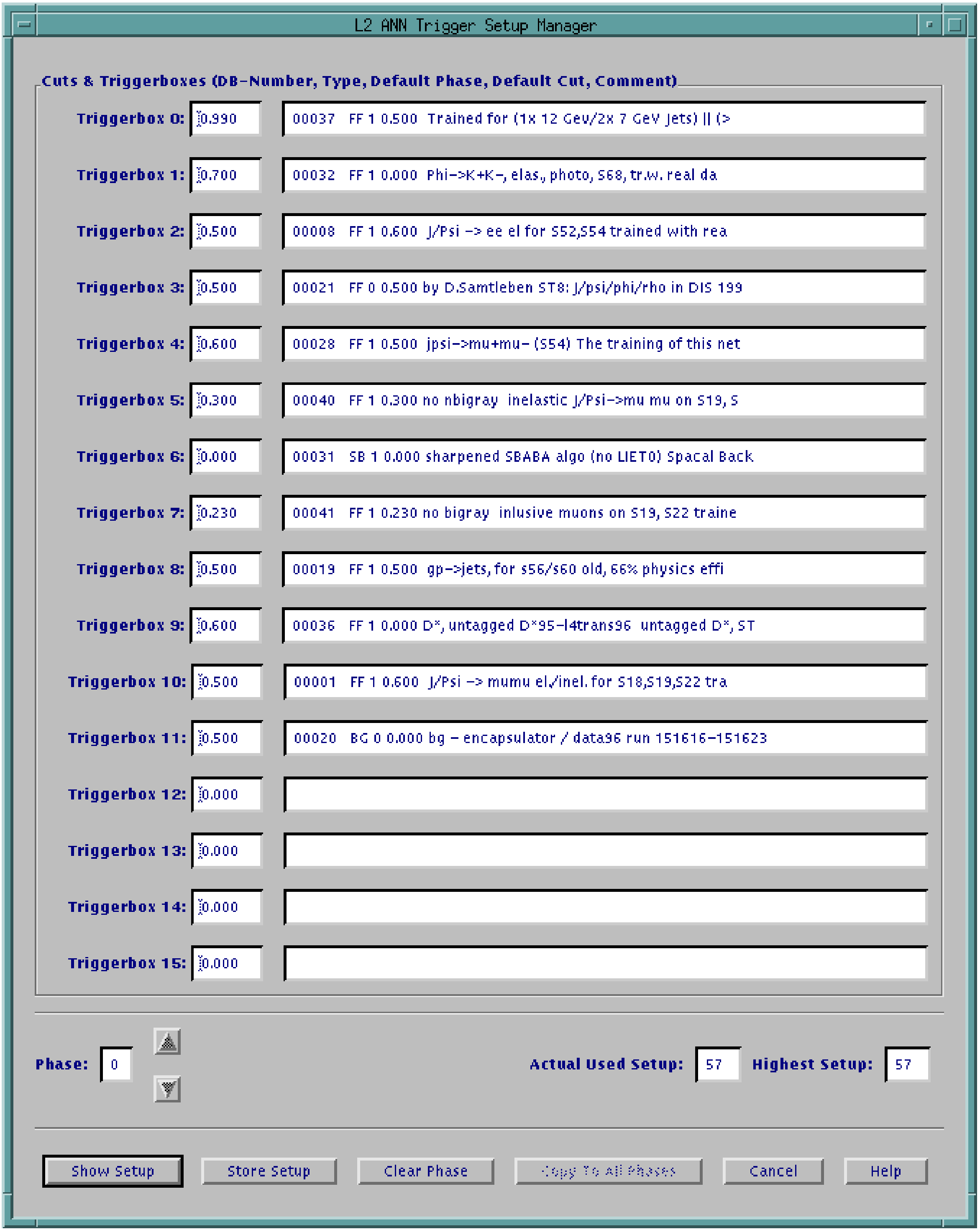

Abbildung 6.11: *Das Fenster des Konfigurationsmanagers, welches zur integrierten graphischen Oberfläche der lokalen Datenbank gehört.*

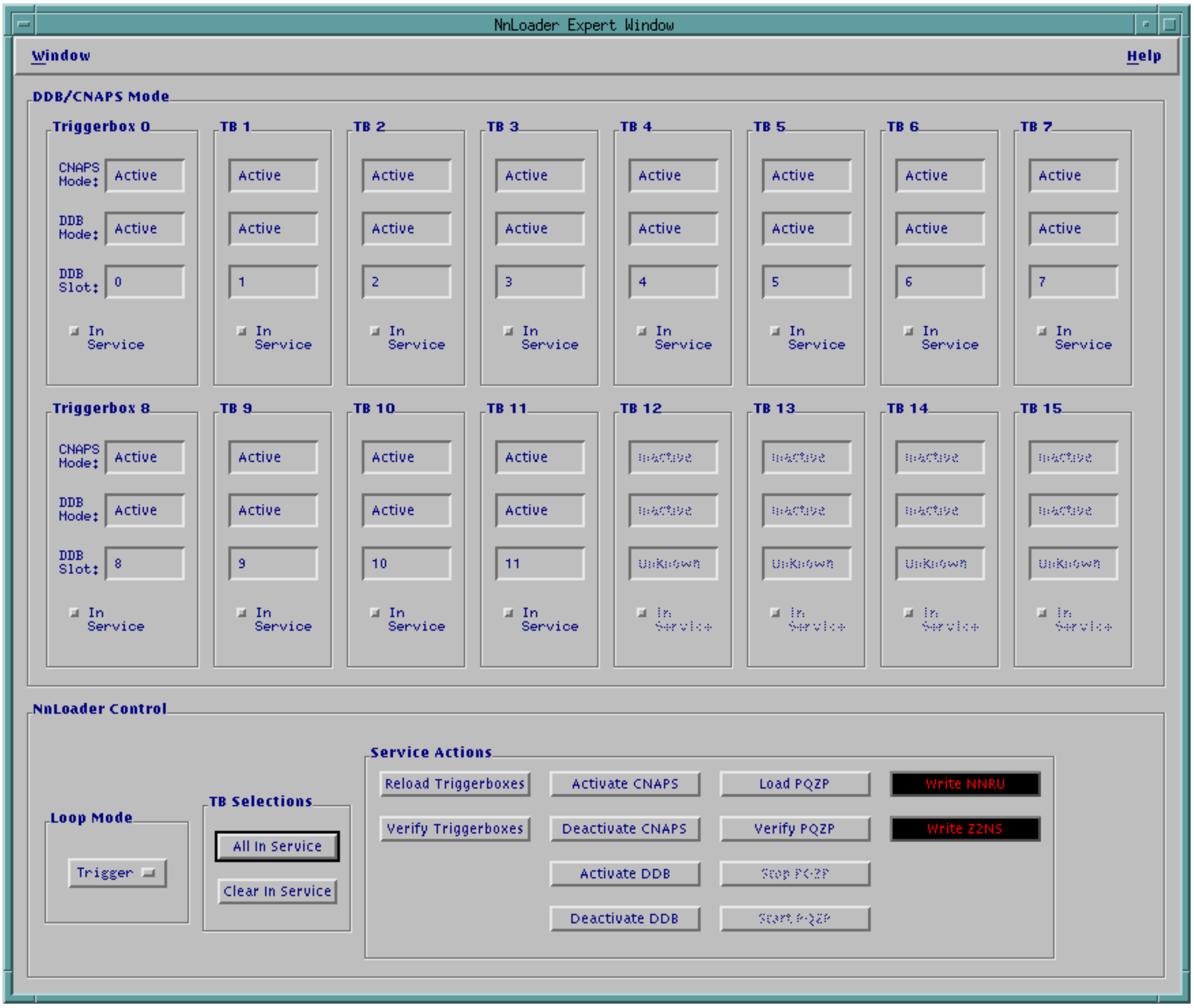

Abbildung 6.12: *Das* NnLoader-*Fenster. Installierte Triggerboxen (in diesem Fall zwölf von 16 möglichen) werden automatisch erkannt und entsprechend dargestellt. Über die „In Service“-Schalter kann der Experte eine beliebige Untermenge der Triggerboxen auswählen und nur mit diesen arbeiten.*

1. Das Analysieren und Trainieren von neuronalen Netzen bzw. allgemeiner die Parameterbestimmung der Triggeralgorithmen,
2. die logische Simulation des kompletten Triggers und
3. die Hardware-nahe Simulations- und Testumgebung der Triggerprogramme.

Für die erste Aufgabe wurden mehrere neuronale Netzwerkprogramme entwickelt, die das Trainieren sowohl mit Fließkommaarithmetik auf normalen Unix-Rechnern (SUN SPARC-station, SGI, IBM RS6000) als auch mit Festkommaarithmetik auf speziellen CNAPS-

Abbildung 6.13: *Das DDB-Expertenfenster erlaubt die Anzeige aller Parameter der DDBs, deren Manipulation und das Laden von Testkonfigurationen.*

Rechnern erlauben (Trainer, CNTRAINER [46]). Ein Konvertierungsprogramm wandelt die Fließkommaparameterisierung in die Festkommadarstellung der CNAPS-Rechner um (nxfa2c).

Die zweite Aufgabe wird von einem Simulationsprogramm erledigt, das datenbankgesteuert die L2NN-Antwort für H1-Ereignisse berechnen kann (NSI).

Der dritte Bereich wird mit kommerzieller Software des CNAPS-Herstellers und selbstentwickelter Software abgedeckt (CodeNet [47]). Mit diesen Programmen kann das Laufzeitverhalten der Triggerprogramme und CNAPS-Rechner schrittweise simuliert und kontrolliert werden. Hierdurch werden ebenfalls Optimierungen der zeitkritischen Assemblerprogramme möglich, da die Simulation auf Taktzyklusebene arbeitet.

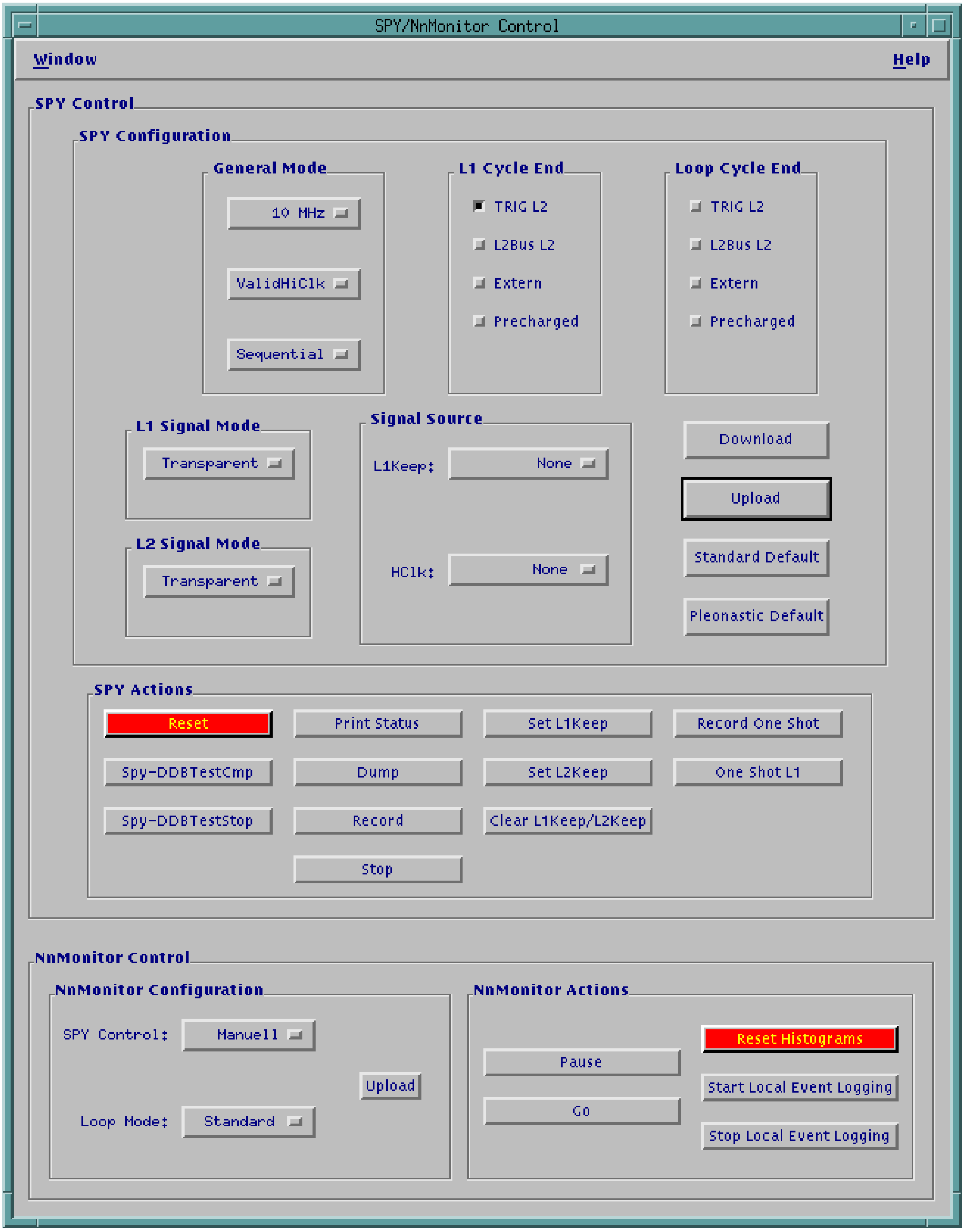

Abbildung 6.14: *Über das* NnMonitor*-Fenster können sowohl der* NnMonitor*-Prozeß gesteuert als auch die umfangreichen Konfigurationsparameter der Spion-Karte eingestellt werden.*

6.4 Triggeralgorithmen

6.4.1 Allgemeine Anforderungen

Die L2NN Hardware ist zwar auf neuronale Netzwerke spezialisiert, stellt aber prinzipiell einen frei programmierbaren Parallelrechner zur Verfügung. Es ist naheliegend, auch andere Algorithmen auf ihre Leistungsfähigkeit zur Echtzeitklassifikation zu untersuchen und die Umsetzung auf die CNAPS-Rechner zu probieren. Da für eine mit einem neuronalen Netzwerk vergleichbare Leistung ebenso hochdimensionale Schnitte durchgeführt werden müssen, wird letztlich jeder L2-Triggeralgorithmus die SIMD-Parallelität der Hardware ausnützen müssen. Außer dem MLP-Algorithmus wurden bisher zwei weitere solcher Algorithmen studiert und implementiert, von denen schließlich auch einer mit großem Erfolg eingesetzt wird. Eine detaillierte Beschreibung der Algorithmen findet sich in [48].

6.4.2 MLP- Algorithmus

In den Datennahmeperioden 1996 und 1997 benutzten die meisten Triggerboxen den MLP-Algorithmus, für den das System auch hauptsächlich entworfen wurde. Die inhärente Parallelität des Algorithmus erleichtert die Umsetzung auf ein Prozessorfeld, wie es der CNAPS-Neurocomputer besitzt. Abbildung 6.15 zeigt, wie die einzelnen Knoten berechnet werden. Jeder Knoten der versteckten Lage wird auf einen Prozessorknoten des CNAPS abgebildet, wobei der erste Prozessor in einem zweiten Schritt ebenfalls die Berechnung des Ausgangsknotens übernimmt. Die Gewichte und die Tabelle für die Transferfunktion werden bei jeder Neukonfiguration auf dem lokalen Speicher des entsprechenden Prozessorknotens gespeichert. Liegt ein Ereignis an, werden die von der DDB empfangenen und aufbereiteten Daten der Reihe nach auf den gemeinsamen Eingabebus der Prozessorknoten gesendet. Für jeden Eingabewert berechnen die Prozessorknoten parallel das Produkt mit dem dazugehörigen Gewicht. Nachdem die Prozessorknoten alle Eingabewerte der versteckten Lage des Netzwerkes empfangen haben und das Skalarprodukt mit dem jeweiligen Gewichtsvektor gebildet ist, wird parallel in jedem Prozessorknoten über die Tabelle die Übertragungsfunktion auf das Skalarprodukt angewendet. Das Ergebnis wird in den Zwischenspeicher zum Ausgabebus gelegt, von wo sie vom Sequenzer sequentiell ausgelesen werden. Diese Eingabewerte des Ausgangsknotens werden anschließend wieder nacheinander auf den Eingangsbus des Prozessorfeldes gesendet. Der erste Prozessor im Feld übernimmt nun die Berechnung des Ausgabeknotens. Auf die Übertragungsfunktion kann nun verzichtet und die entsprechenden Taktzyklen eingespart werden, da bereits bei der Konfiguration der Schnitt auf der sigmoidalen Übertragungsfunktion einfach in einen Schnitt auf den Eingangswert der Funktion umgerechnet werden kann. Damit ist das Ergebnis berechnet. Die optimierte Implementierung dieses Algorithmus in Assemblerkode benötigt

$$t_{MLP} = (dim(\overrightarrow{k_1}) + dim(\overrightarrow{k_2}) + 23 + (0..14)) * 48ns$$

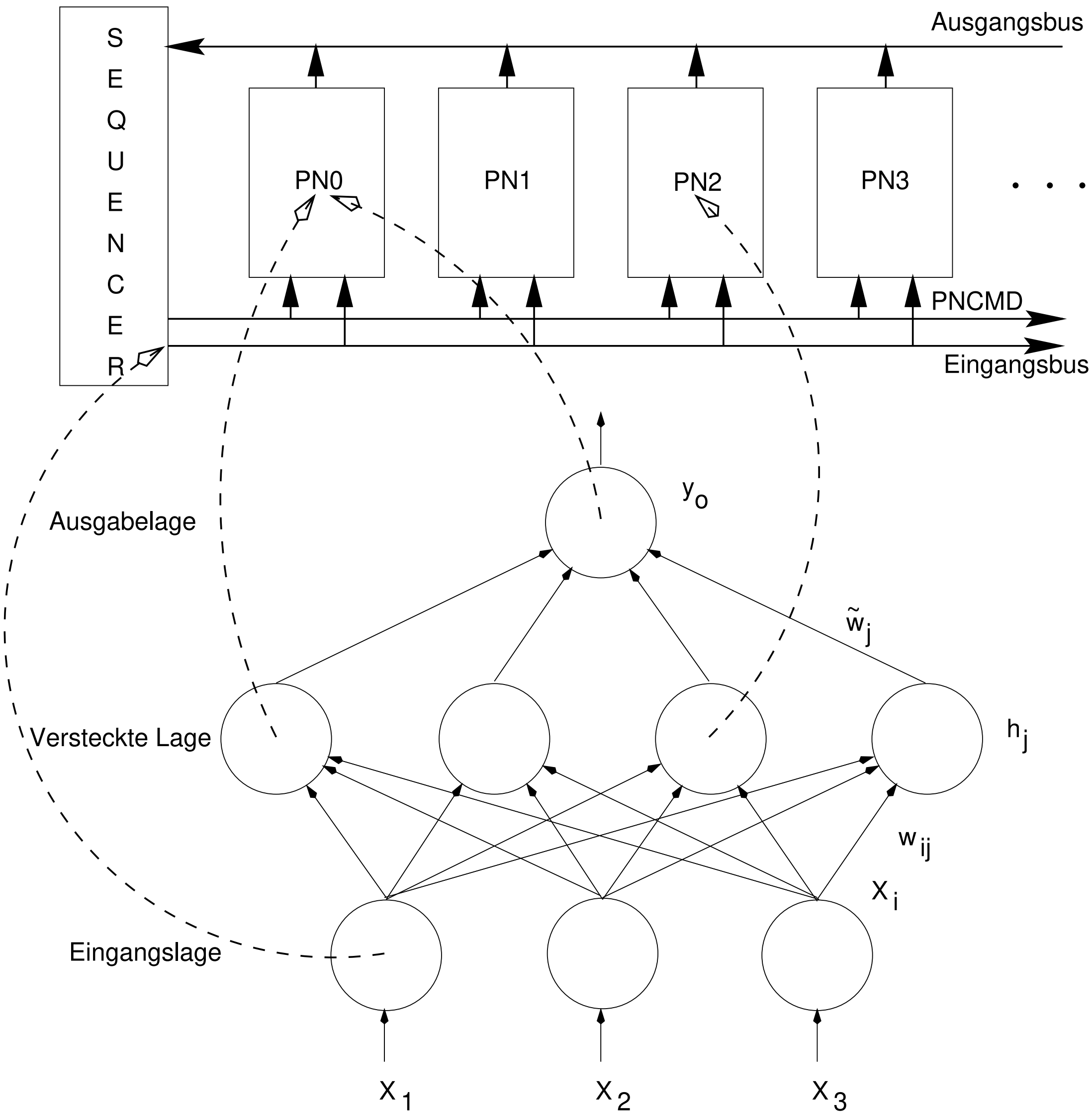

Abbildung 6.15: *Die Abbildung eines MLP auf den CNAPS Neurocomputer.*

Rechenzeit. Daraus folgt für ein 64-64-1-Netzwerk eine maximale Rechenzeit von $t_{max} = 8\mu s$.

6.4.3 SBaBa-Algorithmus

Der SBaBa-Algorithmus (**S**PACAL-**Ba**ck-to-**Ba**ck) ist für Ereignisse optimiert, bei denen zwei Elektronen aus dem Zerfall eines elastisch produzierten J/Ψ ins SPACAL fliegen. Dazu werden Muster aus genau zwei elektromagnetischen Energiedepositionen in entgegengesetzten Hemisphären des SPACAL gesucht, indem die Triggerbits des SPACAL in 64 näherungsweise radialsymmetrische Maskenpaare eingeteilt werden. Der SBaBa-Algorithmus ist ebenso für QED-Compton-Ereignisse sehr effizient. Der Algorithmus benötigt 164 CNAPS-Taktzyklen und damit

$$t_{SBaBa} = 164 * 48ns = 7.9\mu s$$

6.4.4 Background-Encapsulator-Algorithmus

Der BE-Algorithmus (Untergrund-Einschachteler) ist entworfen worden, um unabhängig von Physikdefinitionen bekannte Untergrundtypen zu verwerfen. Die Grundidee liegt darin, eine Menge von bekannten Untergrundereignissen im Raum der Triggereingabegrößen in bis zu 64 Cluster einzuteilen und diese Cluster durch Hyperquader möglichst eng zu umschliessen. Der Algorithmus soll ein Vetobit setzen, wenn ein aktuelles Ereignis innerhalb dieser Hyperquader liegt. Die Implementierung dieses Algorithmus wird durch die Modifikation des MLP-Algorithmus erreicht: Da ein Hyperquader durch ein System orthogonaler Paare aus gegenüberliegenden Ebenen definiert werden kann, wird faktisch ein neuer Knotentyp mit einer Rechteckfunktion als Übertragungsfunktion benötigt. Die beiden Flanken des Rechtecks entsprechen einem Ebenenpaar und für jede Eingabedimension wird daher ein Rechteckknoten benötigt. Die Menge der Punkte, die zwischen allen Ebenenpaaren liegen, stellt das Volumen des Hyperquaders dar.

Kapitel 7

Trigger für Photoproduktionsereignisse

7.1 Jettrigger 1996

7.1.1 Zielsetzung

Das neu entwickelte Triggersystem soll verwendet werden, um harte Photoproduktionsereignisse mit Jets im Endzustand zu triggern. Bereits 1995 mußten Trigger, die nur auf L1-Subtriggern mit dem Kleinwinkelelektrondetektor basierten, erheblich untersetzt werden, da die Ausgangsrate einfach zu groß war. Das L1-Triggersystem wurde also bereits 1995 ausgereizt. Bis zum Erreichen der HERA-Designluminosität 1997 sollten die Strahlströme gegenüber der Situation 1995 noch schrittweise gesteigert werden, mit dem Begleiteffekt eines erheblichen Anstiegs sowohl der Photoproduktionsrate mit kleinen Transversalimpulsen als auch der Untergrundrate. Zusätzlich war nicht nur die L1-Gesamteffizienz schlecht, sondern wurden ausgerechnet Ereignisse mit großem y und damit kleinem x_γ sehr schlecht getriggert, da die Akzeptanzgrenze des ET33 bei $y \approx 0.7$ liegt. Die Aufgabe für den L2NN-Trigger bestand also darin, gleichzeitig die Effizienz insbesondere bei großen y zu verbessern und zusätzlich eine erheblich größere Untergrundunterdrückung zu erreichen, um die Luminosität von HERA wirklich zu nutzen. Dabei sollen die Kleinwinkelelektrondetektoren nicht verwendet werden, damit diese später als unabhängige Vergleichstrigger benutzt werden können. Ein solcher Trigger wird im folgenden vorgestellt und untersucht.

7.1.2 L1-Triggerkonfiguration

Ein geeigneter L1-Trigger sollte eine hohe Effizienz bei moderater L2-Eingangsrate in der Größenordnung von einigen 10 Hz besitzen. Aufgrund der Erfahrungen der Datennah-

Triggerelement	Bedeutung
LAr_FB	Energiesumme im FB oberhalb Schwelle
LAr_CB	Energiesumme im CB oberhalb Schwelle
LAr_EW	Gewichtete Energiesumme im vorderen LAR oberhalb Schwelle
LAr_BR	LAR-Bigtower durch Proportionalkammer validiert
DCRPh_TNeg	Mindestens eine negative Spurmaske
DCRPh_Ta	Mindestens eine Spurmaske

Tabelle 7.1: *Die benutzten L1-Triggerelemente. Im Triggerelement LAr_EW wird ein Gewichtungsprofil benutzt, das nur Energiedepositionen im vorderen Bereich stark gewichtet.*

meperiode 1994 mit einem L1-Cocktail für Photoproduktionsereignisse ohne Verwendung des Kleinwinkelelektrondetektors bieten sich die Subtrigger s56 und s60 an, die wie folgt definiert wurden:

s56: (LAr_FB || LAr_CB) && DCRPh_TNeg && LAr_BR
s60: LAr_EW && DCRPh_Ta

Die Bedeutung der einzelnen Triggerelemente ist in Tabelle 7.1 angegeben. Die Ausgangsrate dieser beiden Subtrigger läßt sich nur relativ grob vorhersagen, da die Erfahrungen einer Datennahmeperiode nicht unbedingt übertragbar sind. Für die Oder-Kombination der beiden Subtrigger wurde die Rate auf ca. 30-40 Hz veranschlagt. Die Triggerbox TB0 des L2NN soll die von diesen beiden Subtriggern produzierte Rate auf ein akzeptables Maß von 1-2 Hz reduzieren.

7.1.3 Ereignisselektion

Da es keinerlei Erfahrungswerte für einen solchen Trigger mit neuronalen Netzen gab, wurden für die Datennahmeperiode 1996 eine relativ großzügige Physikklassifizierung benutzt. Es wurden nur reale Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1995 selektiert. Die benutzten Schnitte sind

- L5-Klasse 20 (siehe Abschnitt 4.4.7)
- 2x7 GeV Jets in einem η-Bereich von $-0.5 < \eta < 2.5$
- Ein Ereignisvertex im Bereich $|zVtx| < 30$cm

Die Untergrundereignisse werden gewonnen, indem während der Datennahmeperiode einige spezielle Runs durchgeführt werden, in denen alle höheren Triggerebenen transparent geschaltet sind und der L1-Trigger nur aus den geplanten L2NN-Eingangstriggern besteht.

Die so mit großer Rate aufgezeichneten s56- bzw. s60-getriggerten Ereignisse bestehen im wesentlichen aus Untergrundereignissen. Um mit solchen speziellen Runs nicht unnötig Luminosität zu verbrauchen, werden diese Ereignisse kurz vor dem Ende einer HERA-Füllung bei geringer Luminosität genommen. Die Untergrundverteilung muß dann nicht unbedingt derjenigen zum Strahlanfang oder bei besonders schlechter Strahlqualität entsprechen.

Die drei alternativen Methoden, Trainingsereignisse zu gewinnen, sind mit gewichtigen Nachteilen behaftet:

1. Simulierte Ereignisse:
   (a) Eine brauchbare Untergrundsimulation existiert nicht, d.h. für Untergrundereignisse müssen auf jeden Fall reale Ereignisse herangezogen werden.
   (b) Die L1- und L2-Trigger sind sehr kompliziert und viele Parameter werden während einer Datennahmeperiode laufend geändert. Das Detektorsimulationsprogramm hinkt diesen Änderungen unvermeidlich hinterher, so daß es im allgemeinen Fall nur schwer möglich sein wird, zu überprüfen, ob jede der vielen hundert L2-Eingangsgrößen und alle ihre Korrelationen untereinander korrekt bechrieben werden.
2. Untergrundereignisse aus Pilotpaketen:
   (a) Kollidierende Pakete blähen sich allmählich auf, es gehen im Randbereich mehr Teilchen verloren und tragen zum Untergrund bei. Die Untergrundstruktur der Pilotpakete entspricht daher nicht exakt derjenigen von kollidierenden Paketen.
   (b) Damit die einzelnen Eingangstrigger für L2 genug Untergrundereignisse sammeln können, müßte bereits in der vorangehenden Datennahmeperiode bekannt sein, mit welcher L1-Konfiguration das Experiment in der aktuellen Periode betrieben wird.
3. Untergrundereignisse aus L2NN-Monitorereignissen, die die CTL2 durch Überschreiben eines kleinen Prozentsatzes der L2-Subtriggerentscheidungen produziert: Diese Methode stand noch nicht zur Verfügung, da der L2NN-Trigger 1996 zum ersten Mal eingesetzt wurde. Im allgemeinen bietet sie sich jedoch an, da so Ereignisse unter allen Strahl- und Detektorbedingungen aufgezeichnet werden.

Spezielle L2-Trigger für exotische Ereignisse („neue Physik“) und für Ereigniskanäle mit sehr geringem Wirkungsquerschnitt sind jedoch auf ein Training mit simulierten Ereignissen angewiesen.

Klasse	Trainingsereignisse	Testereignisse
Photoproduktionsjetphysik	4000	3001
s56||s60 Untergrund	4000	3001

Tabelle 7.2: *Die zum Training benutzten Ereignismengen.*

Eingabegröße	Beschreibung	Format
cpvsum	Summe des z-Vertex-Histogramms	12 Bit
cpvmax	Maximum des z-Vertex-Histogramms	8 Bit
cpvpos	Position des Maximums des z-Vertex-Histogramms	4 Bit
trhineg	Anzahl negativer Maskentreffer mit hohem Impuls	6 Bit
trhipos	Anzahl positiver Maskentreffer mit hohem Impuls	6 Bit
trloneg	Anzahl negativer Maskentreffer mit niedrigem Impuls	6 Bit
trlopos	Anzahl positiver Maskentreffer mit niedrigem Impuls	6 Bit
trtot	Anzahl aller Maskentreffer	7 Bit
larex	Unbalanzierte Energiedeposition in x-Richtung	7 Bit + Vorz.
larey	Unbalanzierte Energiedeposition in y-Richtung	7 Bit + Vorz.
larele1	Anzahl Elektronkandidaten im LAr, Schätzwert 1	8 Bit
larele2	Anzahl Elektronkandidaten im LAr, Schätzwert 2	8 Bit
eplq0-3	Energiedepositionen in den PLUG-Quadranten 0-3	4x 8 Bit
eifq0-3	Energiedepositionen in den LAr-IF-Quadranten 0-3	4x 8 Bit
efbq0-3	Energiedepositionen in den LAr-FB-Quadranten 0-3	4x 8 Bit
ecbq0-3	Energiedepositionen in den LAr-CB-Quadranten 0-3	4x 8 Bit

Tabelle 7.3: *Die 28 verwendeten Eingangsgrößen.*

7.1.4 Training der künstlichen neuronalen Netze

Für die Konfiguration der 1996er Trigger standen schließlich die in Tabelle 7.2 gegebenen Ereigniszahlen zur Verfügung. Das Training der neuronalen Netze wird auf üblichen UNIX-Workstations durchgeführt, wobei insbesondere 32/64-Bit-Fließkommaarithmetik benutzt wird. Der Grund hierfür liegt darin, daß damit generell eine bessere Konvergenz des Lernalgorithmus beobachtet wird und die Ergebnisse wesentlich stabiler gegenüber Änderungen der Parameter sind. Das beste Netz wurde ermittelt, indem eine große Zahl von verschiedenen Netztopologien mit verschiedenen Lernparametern trainiert wurde. Nach jeder Lernepoche wird mit den unabhängigen Testereignissen, die das Netzwerk nie zuvor gesehen hat, dessen Leistung überprüft. Die Effizienzen erreichen nach einigen hundert Epochen ein Maximum. Das beste so ermittelte Netzwerk mit der höchsten Effizienz wies eine 28-13-1 Topologie auf. Seine Eingabegrößen, wie sie von der DDB geliefert werden sollen, sind in Tabelle 7.3 aufgelistet.

Die Lernkurve und Ausgabeverteilung des Netzes wird in Abbildung 7.1 gezeigt. Zur Messung der Lernkurve wird der Schnitt auf dem Ausgabeknoten für jeden Testzyklus so eingestellt, daß die Untergrundunterdrückung einen vorher definiert Wert erreicht (in die-

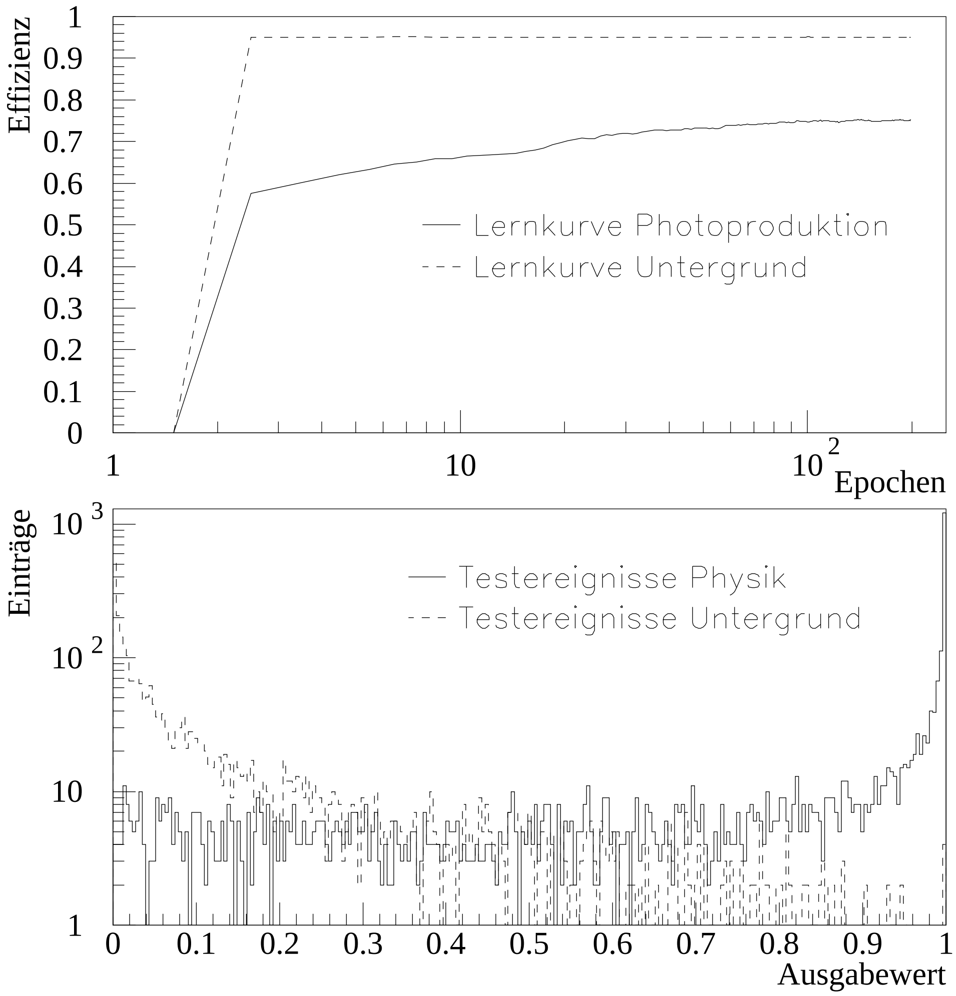

Abbildung 7.1: *Die Lernkurve und Ausgabeverteilung des tatsächlich installierten neuronalen Netzes. Für die Darstellung der Lernkurve wurde die Ausgabeschwelle so variiert, daß die Untergrundunterdrückung einen konstanten Wert von 1:20 besitzt.*

sem Fall 1:20) und anschließend die Effzienz des Netzes mit dieser Ausgabeschwelle für die Physikereignisse der Testklasse bestimmt. Der typische, starke Anstieg der Effizienz zu Beginn der Lernphase und das Plateau gegen Ende sind deutlich zu erkennen. Die Ausgabeverteilung des austrainierten Netzes für die Testereignisse zeigt, daß durch einen Schnitt auf diesen Ausgabewert die Untergrundunterdrückung und Effizienz fein variert werden können. Wie an den Fluktuationen an den Ausläufern der Verteilungen zu sehen ist, wird

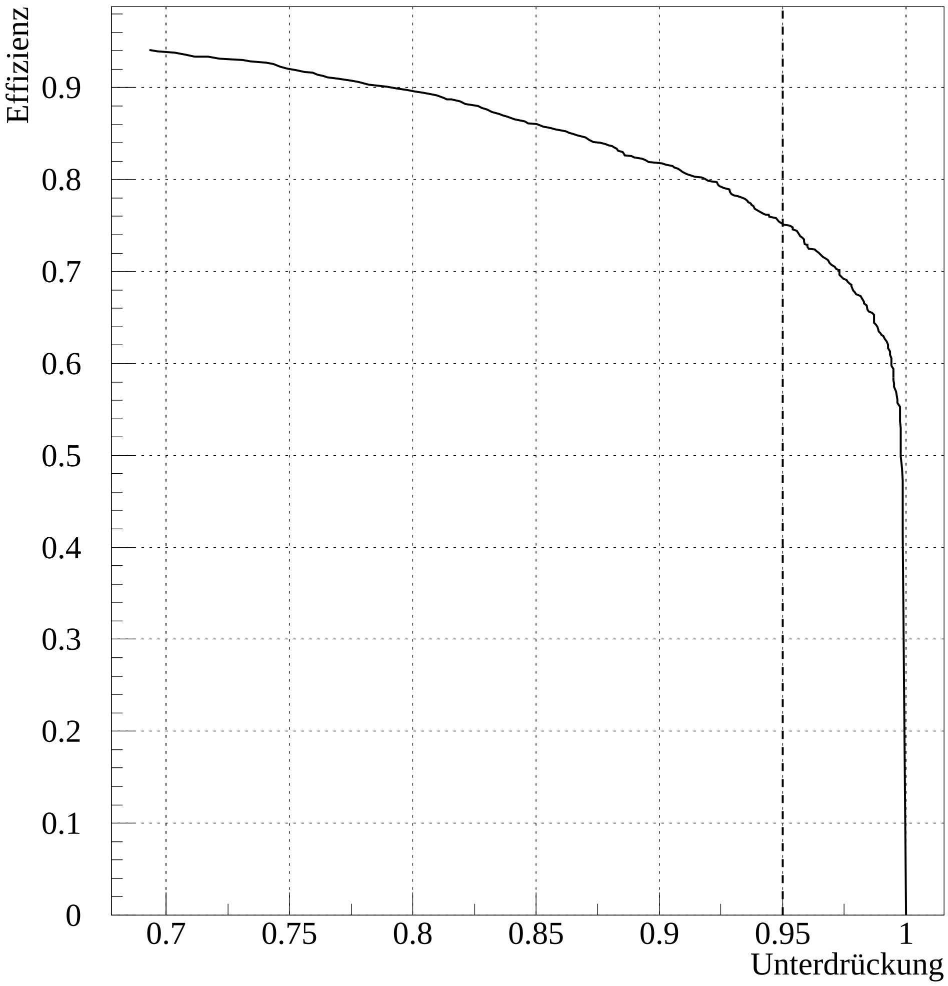

Abbildung 7.2: *Vorhersage der Effizienz und Untergrundunterdrückung des neuronalen Netzes. Die gestrichelte Linie markiert den Punkt mit einer Unterdrückung von 1:20. Die dabei gemessene Physikeffizienz liegt bei rund 75%.*

für sehr große Unterdrückungen der statistische Fehler der Vorhersage jedoch zu groß, da nur noch wenige Untergrundereignisse übrigbleiben. Die durch den Ausgabeschnitt parametrisierte Kurve in der Effizienz-Unterdrückungs-Ebene ist in Abbildung 7.2 aufgetragen. Das ausgewählte Netzwerk wird mit einem Konvertierungsprogramm in ein geeignetes Format übertragen, um es auf einem der CNAPS-Rechner mit Festkommaarithmetik laufen zu lassen. Durch den Übergang von der Fließkomma- zur Festkommaarithmetik und die geringere Genauigkeit der 8/16-Bit-Einheiten auf den CNAPS-Chips ist zu erwarten, daß die Ergebnisse des Trainings im Triggerbetrieb nicht ganz erreicht werden [48].

7.2 Ergebnisse der Datennahmeperiode 1996

7.2.1 Verhalten des Photoproduktionstriggers

Die L2NN-Triggerbox TB0 wurde mit dem vorgestellten Netz am 16.8.1996, ab Runnummer 155381, in Betrieb genommen. Die Abbildung 7.3 zeigt die Ereignisraten der beiden L1-Subtrigger, die der L2NN zu bewältigen hatte. Beide Raten, in denen der Untergrundanteil bei weitem dominiert, schwanken sowohl zwischen den Füllungen als auch zwischen den Runs einer Füllung sehr stark. Ersteres liegt an der sehr unterschiedlichen Qualität der Füllungen, die von großen Unterschieden in dem Strom und der Emittanz der Strahlpakete, in der Position der HERA-Kolllimatoren, in der Strahlbahn und in dem Vakuum im Strahlrohr herrührt. Während einer Füllung ändert sich die Rate insbesondere durch den abnehmenden Strahlstrom. Die Eingangsraten sind insgesamt höher, als aufgrund der Erfahrungen aus 1995 erwartet. Die Rate beträgt in der Regel für den

- s56: 5-15 Hz, im letzten Viertel der Datennahmeperiode auch unter 5 Hz, mit Spitzenwerten bei 40 Hz und für den
- s60: 10-50 Hz, im letzten Viertel der Datennahmeperiode auch unter 10 Hz, wobei Spitzenwerte von über 240 Hz erreicht werden. Dieser Trigger wurde im letzten Viertel der Datennahmeperiode zeitweilig um einen Faktor 2 untersetzt, da die Gesamtrate zu groß wurde.

Die resultierende Gesamteingangsrate der Triggerbox 0 konnte während der Datennahme nicht aufgezeichnet werden. Aufgezeichnet wurde aber die Ausgangsrate der TB0 (Abb. 7.4). Sie liegt in der Regel bei etwa als 0.5-2 Hz, kann aber bis zu 10 Hz erreichen. Im letzten Viertel der Datennahmeperiode liegt sie im allgemeinen unter 1 Hz. Diese Verbesserung liegt nur zu einem kleineren Teil an der Untersetzung von s60, die wichtigere Veränderung ist die bessere Strahlqualität, die von HERA regelmäßig gegen Ende der Datennahmeperiode erreicht wird. Neben der L2-Eingangsrate der einzelnen L1-Subtrigger wird auch die Rate dieser Subtrigger nach dem L2-Trigger aufgezeichnet (Abb. 7.5). Die daraus folgende Unterdrückung liegt typischerweise für s56 bei ungefähr 1:5-1:12 und für s60 sehr viel stabiler bei ungefähr 1:15-1:20. Für schlechte Strahlbedingungen werden aber auch Unterdrückungen von 1:20 bzw. 1:50 erreicht. Diese Unterdrückungsfaktoren beziehen sich nicht alleine auf TB0, sondern auf den gesamten L2-Trigger. Andere L2-Trigger können (s56 || s60)-getriggerte Ereignisse durchlassen, wenn sie auf einem L1-Subtrigger operieren, der einen großen Überlapp mit s56 oder s60 aufweist. Die minimale und maximale

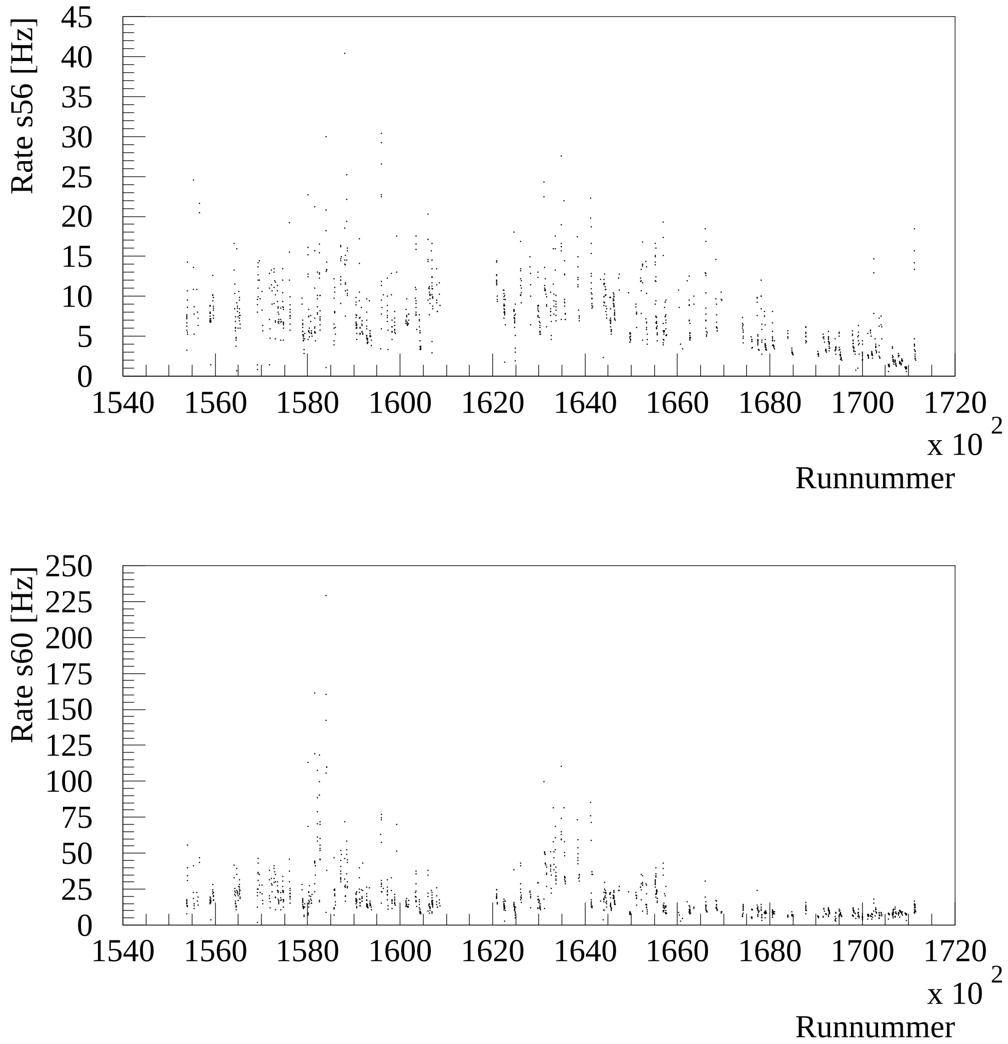

Abbildung 7.3: *Die tatsächlichen L2-Eingangsraten der L1-Subtrigger s56 und s60.*

Unterdrückung der Triggerbox 0 kann jedoch angegeben werden, indem ein vollständiger Überlapp bzw. gar kein Überlapp der beiden L1-Subtrigger angenommen wird. Bei einem vollständigen Überlapp würde die Gesamteingangsrate der TB0 der größeren der beiden Einzelraten entsprechen, bei gar keinem Überlapp entspräche sie der Summe. Das Ergebnis der Abschätzung in Abbildung 7.6 zeigt, daß der typische TB0-Unterdrückungsfaktor sehr stabil bei rund 1:20-1:30 liegt und für sehr schlechte HERA-Füllungen sogar rund 1:100 erreicht. Das entspricht einer Untergrunderkennungseffizienz von 95-99%. Das ursprüngliche H1-Konzept für die zweite Triggerstufe sah lediglich Unterdrückungsfaktoren von 1:5-1:10

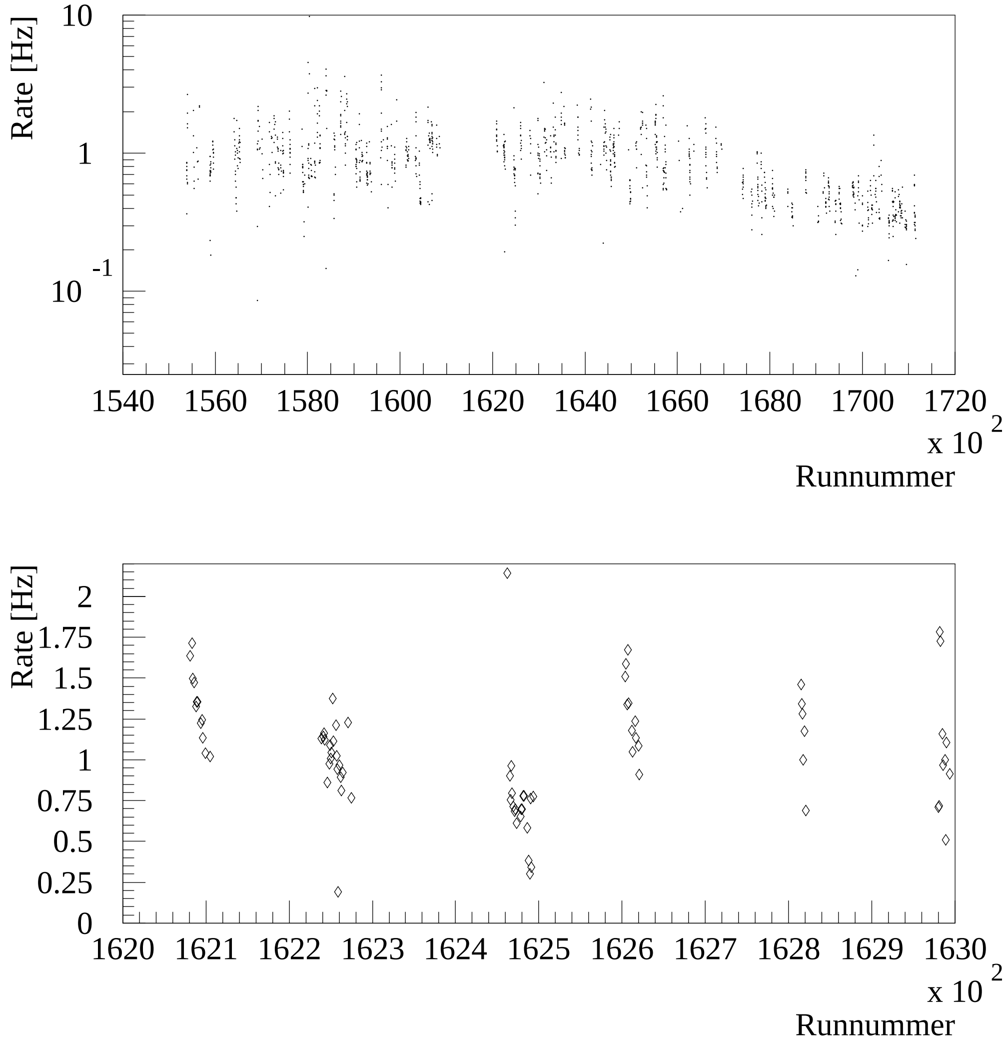

Abbildung 7.4: *Die Ausgangsrate der Triggerbox 0. Die untere Abbildung zeigt einen kleineren Ausschnitt der Runs für insgesamt sechs HERA-Füllungen. Der typische, abfallende Ratenverlauf für die Runs einer HERA-Füllung ist gut zu erkennen.*

vor.

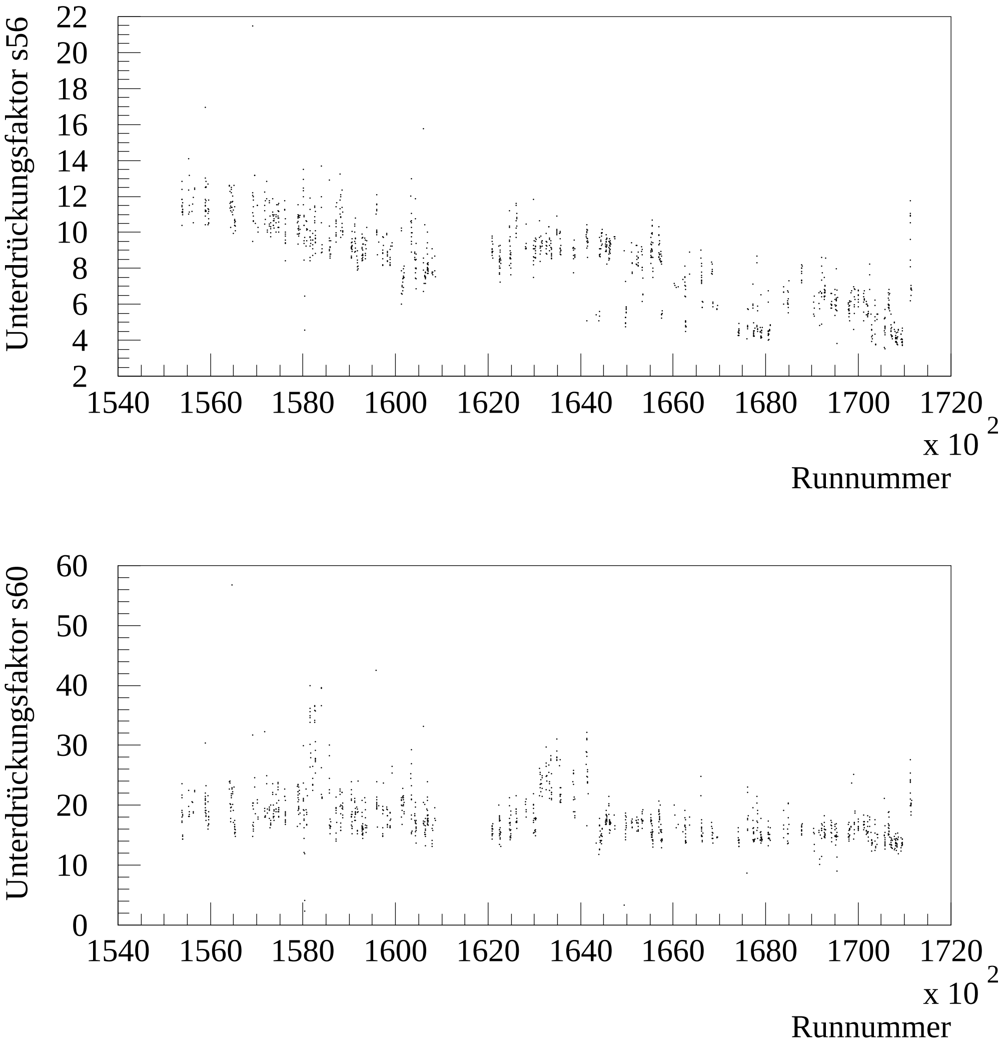

Abbildung 7.5: *Die Unterdrückungsfaktoren des gesamten L2-Triggers für die L1-Subtrigger s56 und s60. Der exakte Unterdrückungsfaktor für den Kanal (s56 || s60) und für TB0 alleine kann nicht angegeben werden, da die Rate dieses Kanals während der Datennahme bzw. der Überlapp zwischen den beiden Triggern von der CT-Gruppe nicht aufgezeichnet wurde. Eine Abschätzung wird in Abbildung 7.6 gezeigt.*

7.2.2 Effizienz

Die Effizienz des Photoproduktionstriggers kann generell mit vier Verfahren aus den realen Daten bestimmt werden:

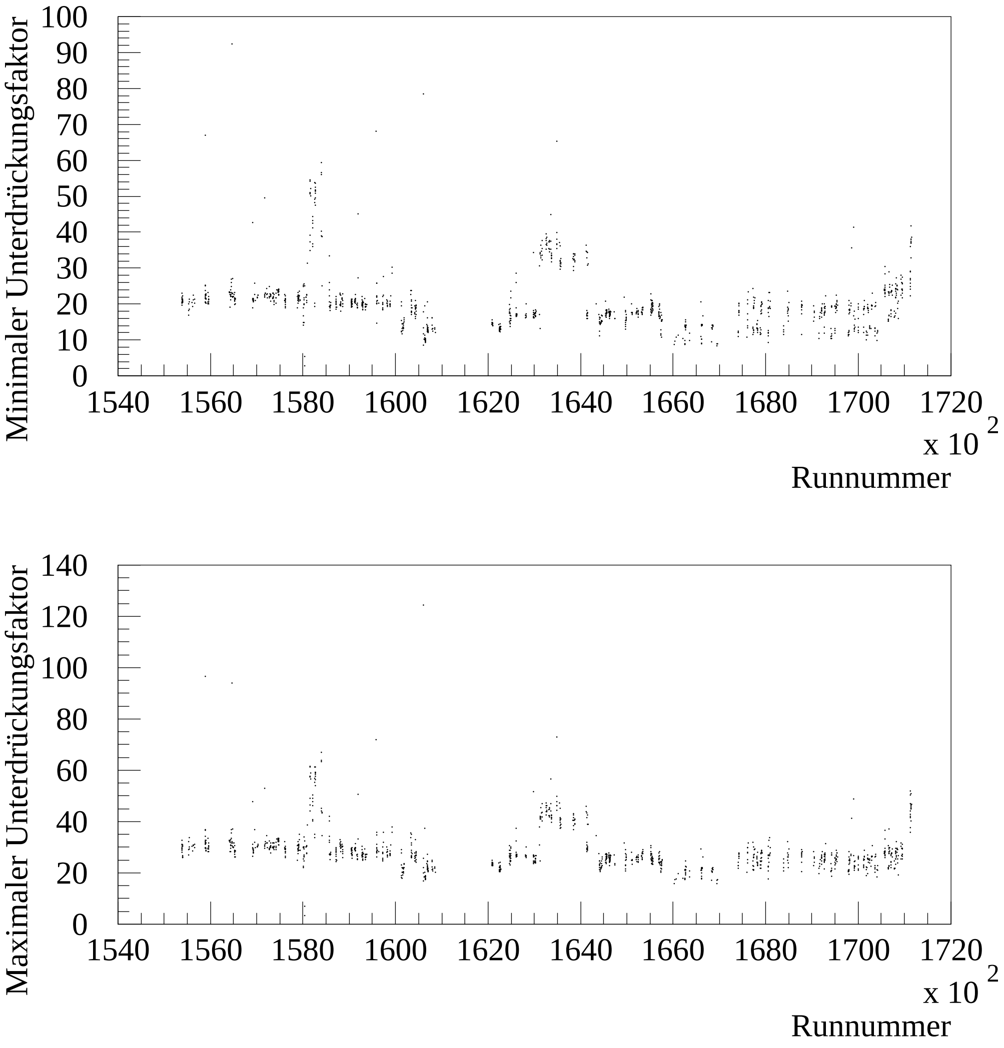

Abbildung 7.6: *Die untere und obere Abschätzung des Unterdrückungsfaktors der TB0.*

1. Mittels eines Vergleichstriggers ohne Ineffizienzen.
2. Durch Monitorereignisse, die unabhängig von der Triggerentscheidung behalten werden.
3. Mit einem vollständig unabhängigen Vergleichstrigger.
4. Durch ein nicht vollständig effizienten Vergleichstrigger, dessen absolute Effizienz bekannt ist. In diesem Fall muß die Effizienz im allgemeinen für Untermengen von

Schnitt	Motivation
2 Jets mit $R = 0.7$, $p_T > 7GeV$ im Bereich $-0.5 < \eta < 2.5$	Jetselektion
$N_{Vertex-Spuren} > 3$, $\|z - Vertex - Position\| < 30cm$	Vertexforderung
$N_{R-Spuren} < MIN(3, N_{Vertex-Spuren})$, $E_{p-z}^{Spur} > 0.45$	Proton-Gas-/Wanduntergrund
$0.2 < y_{JB} < 0.8$	tiefinelastische Streuung
Myonfilter, $E_{Tmiss} < 10GeV$	Halomyonen, kosmische Strahlung

Tabelle 7.4: *Die benutzten Schnitte für die Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1996.*

Ereignissen, für die sich die Korrelation der beiden Trigger nur geringfügig ändert, angegeben werden.

Das erste und dritte Verfahren fällt im vorliegenden Fall aus, da ein solcher Vergleichstrigger in der Datennahmeperiode nicht zur Verfügung stand. Das zweite Verfahren fällt wegen der relativ hohen Untergrundunterdrückung und Eingangsrate des Triggers aus: Bei rund 25 Hz unterdrückter Ereignisse würden 10% Monitortrigger bereits 2.5 Hz zur Gesamtausgangsrate der Triggerbox beitragen. Daher wurde für 1996 die vierte Methode gewählt. Als Vergleichstrigger wurde der Subtrigger s83 benutzt:

s83: eTAG && DCRPh_Tc && zVtx_sig1 && !SPCLe_AToF_E_1 && !CIP_Backward

Hierbei sind nur die Triggerelemente angegeben, die zu Ineffizienzen geführt haben. Die Physikereignisse müssen jetzt schärfer definiert werden, um eine möglichst untergrundfreie Menge zu erhalten. Die benutzten Schnitte sind in Tabelle 7.4 angegeben. Neu hinzugekommen im Vergleich zur Analyse der Partondichte ist ein Schnitt auf die Größe

$$E_{p-z}^{Spur} = \frac{\sum_{Spuren\, i}(E_i - p_{z,i})}{N_{Spuren}},$$

die aus allen auf den Vertex zeigenden Spuren gebildet wird. Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wandereignisse zeichnen sich durch ein sehr kleines E_{p-z}^{Spur} aus, da die im Vergleich zum Protonstrahl nahezu ruhenden Kerne praktische keinen Impulskomponente p_z gegen die Protonstrahlrichtung besitzen, jedoch zu Ereignissen mit hoher Multiplizität führen.

Für den Zeitraum, in dem der L2NN-Trigger aktiv war, werden mit diesen Schnitten unabhängig vom Trigger die Ereignisse selektiert. Der verbleibende Untergrundanteil beträgt weniger als 1%.

Im ersten Schritt muß nun zunächst die absolute Effizienz des s83-Subtriggers bestimmt werden. Dies wird mittels unabhängiger Subtrigger für alle Komponenten von s83 getrennt durchgeführt. Da die Triggerelemente des Kleinwinkelelektrondetektors und des SPACALs unabhängig von TB0 sind, kann deren Effizienz relativ zu diesem direkt gemessen werden. Für die Spurkammertriggerelemente gilt dies nicht, da auch die TB0 Spurkammerinformationen benutzt. Die Effizienz dieser Triggerelemente wird daher relativ zu den unabhängigen Triggern s50, s64 und s67, die ausschließlich Kalorimeterinformationen benutzen, geprüft[1]. Die drei Komponentengruppen Kleinwinkelelektrondetektor, SPACAL und Spuren des s83-Subtriggers sind wiederum unabhängig voneinander. Die Gesamteffizienz ergibt sich daher multiplikativ aus den Einzeleffizienzen dieser Komponenten. Das Ergebnis für die Effizienzen zeigt Abbildung 7.7. Hier wird wiederum deutlich, daß die Effizienz eines Triggers, der auf dem Kleinwinkelelektrondetektor basiert, relativ gering ist. Überraschend ist die recht hohe Ineffizienz des AntiTOF-Triggerelements des SPACALs bei hohen y_{JB}. Der Grund hierfür dürfte ein nicht korrekt eingestelltes Zeitfenster dieses Triggerelementes sein. Ein Teil der selektierten Ereignisse, die dieses Triggerelement verworfen hätte, wurde visuell überprüft. Es handelt sich um saubere Physikereignisse, wobei für einen großen Teil ein Elektron im SPACAL beobachtet werden kann.

Die Effizienz der TB0-Eingangssubtrigger s56 und s60, die Effizienz der TB0 für beliebige Eingangssubtrigger und die Effizienz der L1L2-Kombination kann jetzt mit s83 gemessen werden. Dazu werden die Ereignisse in zwei Klassen eingeteilt:

1. Diejenigen Ereignisse mit gesetztem aktuellen s83-Trigger: Die Effizienzen der TB0-Komponenten ergeben sich aus der Anzahl der gesetzten rohen TB0-Trigger geteilt durch die Anzahl der insgesamt beobachteten s83-getriggerten Ereignisse.
2. Diejenigen Ereignisse mit gesetztem aktuellen TB0-Trigger, für die der rohe s83-Subtrigger nicht gesetzt war: Die Effizienz für diese „nicht-s83“-Klasse ergibt sich aus der Anzahl der gesetzten aktuellen TB0-Trigger geteilt durch die von der absoluten Effizienz des s83-Subtriggers her erwarteten Ereignisse.

Da die Entscheidung der TB0 mit der des s83-Subtriggers durch die Benutzung gleicher Subdetektoren korreliert ist, wird für die erste Ereignisklasse eine etwas höhere Effizienz erwartet, als für die zweite Ereignisklasse. Die Gesamteffizienz der TB0 ergibt sich aus der bekannten Mischung der Effizienzen dieser beiden Ereignisklassen.

Die Abbildungen 7.8, 7.9 und 7.10 zeigen die Abhängigkeit der gemessenen Effizienzen des L1L2-Triggers gegen das p_T und η des höchstenergetischen Jets sowie gegen y_{JB}. Wie in den Abbildungen gut zu sehen ist, sind die gemessenen Effizienzen der Komponenten des neuen Triggers für s83-getriggerte Ereignisse tatsächlich etwas höher. Die Abbildung 7.8 zeigt, daß das neuronale Netz ein sehr klares Schwellenverhalten gegen das Jet-p_T aufweist. Das neuronale Netz hat also offensichtlich gelernt, die Signatur dieser Ereignisses zu erkennen,

[1] Die Subtrigger s64 und s67 enthalten eine Oder-Bedingung, die ein T0 von einem Kalorimeter oder einer Spurkammer verlangt. Um sie spurkammerunabhängig zu machen, werden hier nur diejenigen Ereignisse benutzt, die ein Kalorimeter-T0-Triggerelement gesetzt haben.

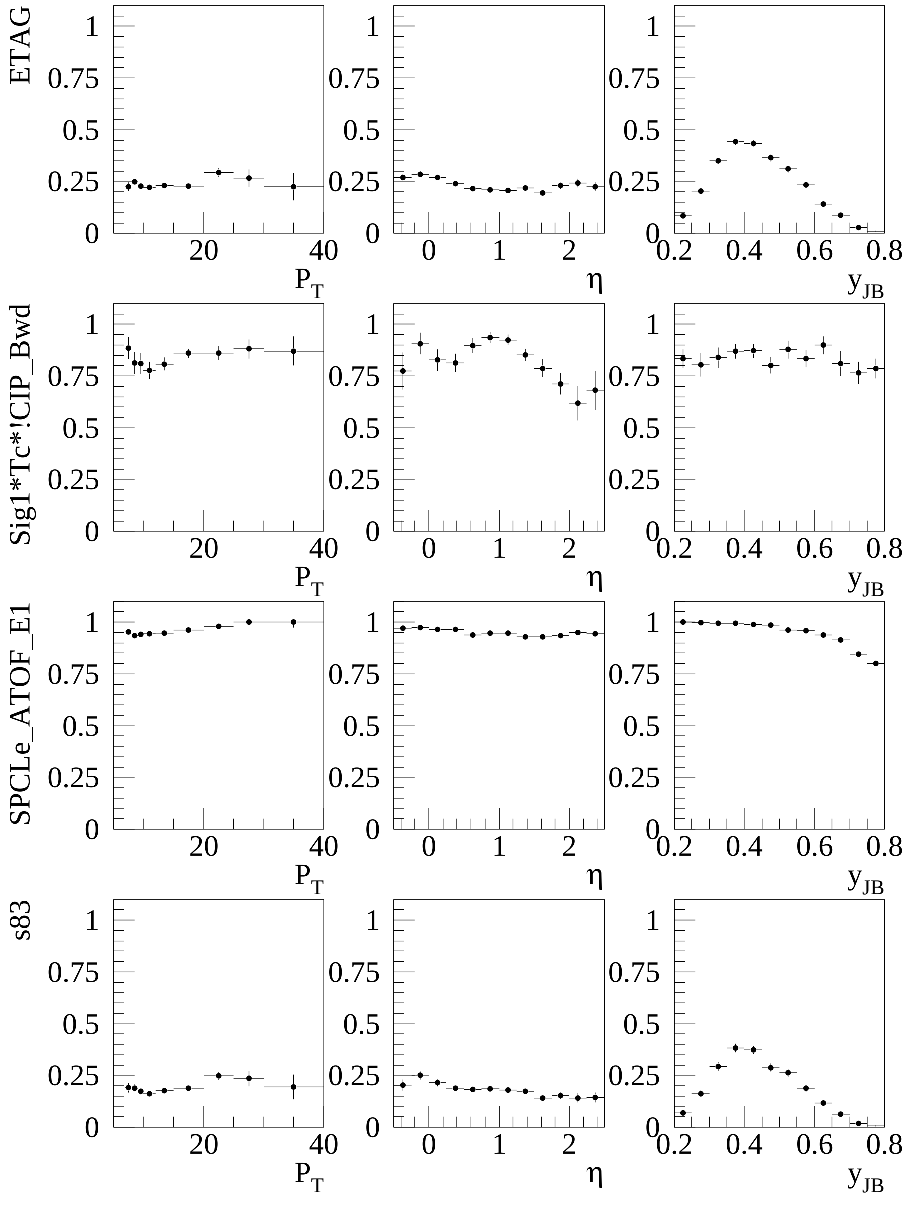

Abbildung 7.7: *Die aus den realen Daten ermittelten Effizienzen der Elemente eTAG, zVtx_sig1*DCRPh_Tc*!CIP_Backward, !SPCLe_ATOF_E1 und die resultierende Effizienz für den Vergleichstrigger s83 gegen das* p_T *und* η *des ersten Jets und gegen* y_{JB}.

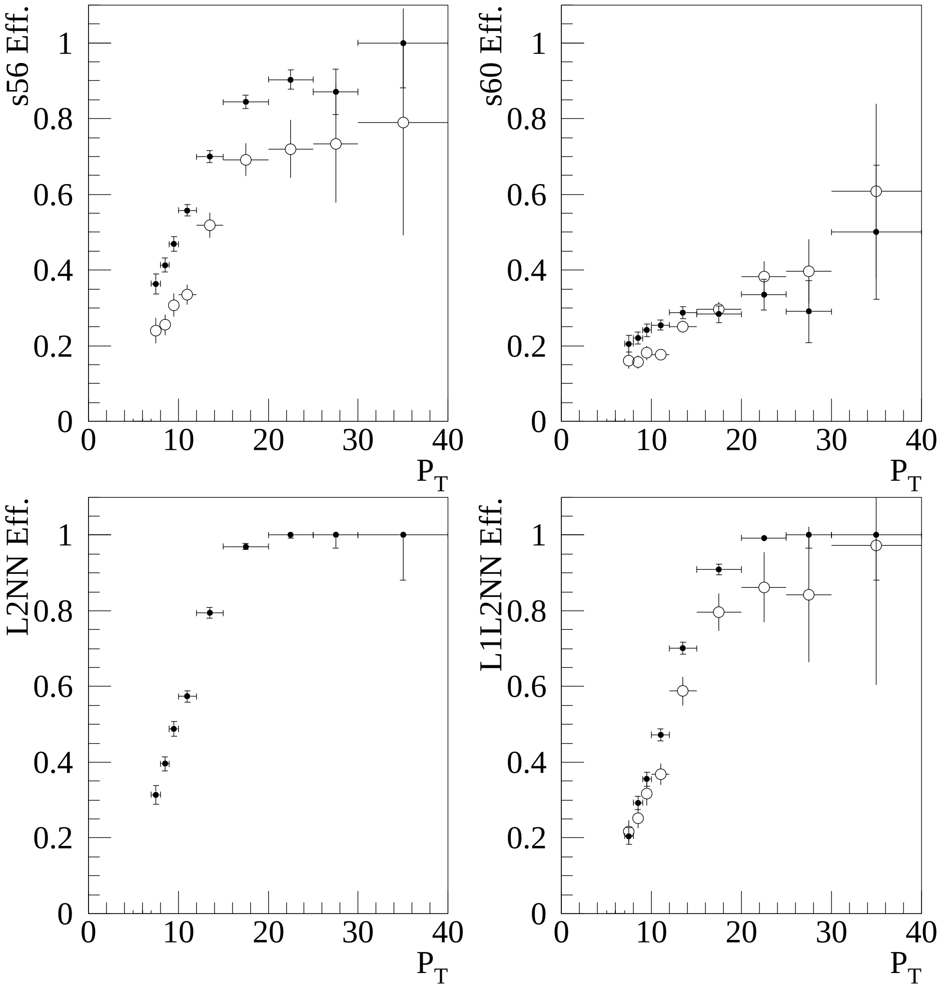

Abbildung 7.8: *Die Effizienzen der L1-Eingangssubtrigger, des L2NN-Triggers für s83-getriggerte Ereignisse und der Kombination aus L1-Subtriggern und L2NN-TB0. Die gefüllten Kreise zeigen die Effizienz für s83-getriggerte Ereignisse, die offene für solche ohne s83-Trigger. Die Gesamteffizienz des neuronalen Netzes für die durch s83 getriggerten Ereignisse liegt bei rund 61%, diejenige der (s56 || s60)-TB0-Kombination bei 50%.*

obwohl die Ereignisse mit hohem Jet-p_T aufgrund des steil abfallenden Spektrums in der Trainingsmenge statistisch stark unterrepräsentiert waren.

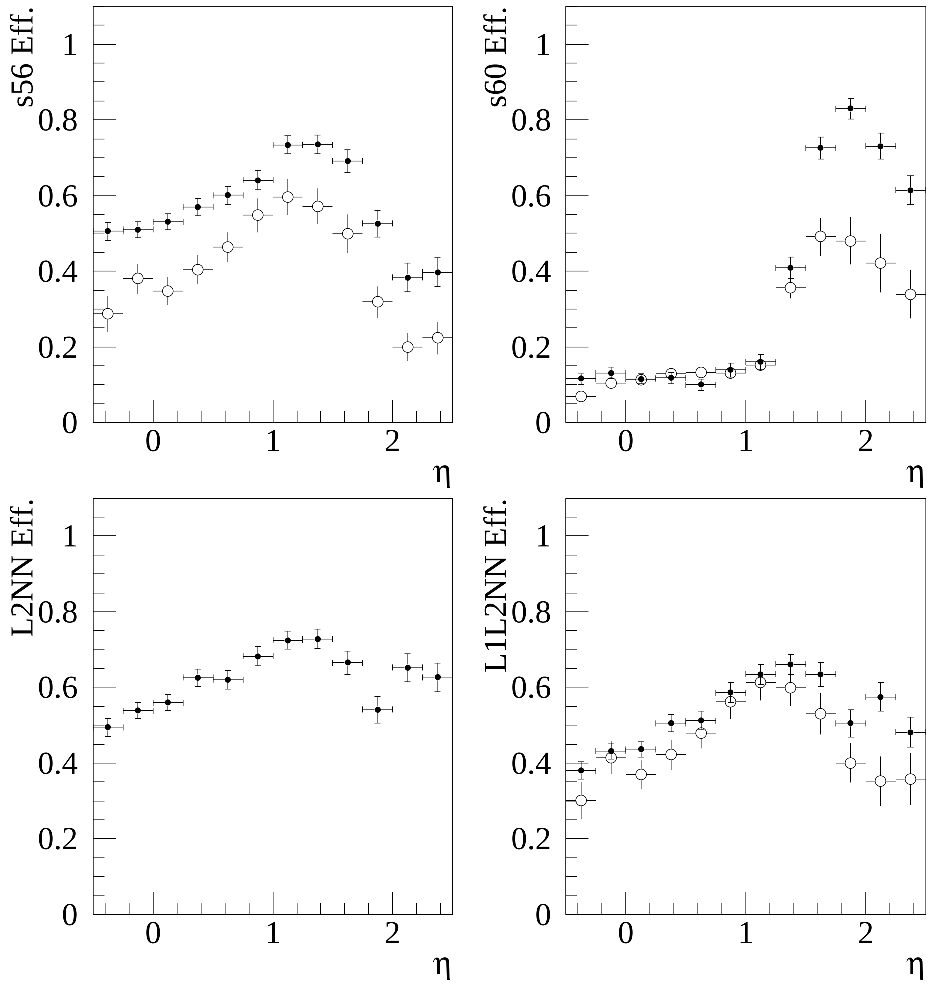

Abbildung 7.9: *Die Effizienzen der TB0-Elemente gegen das Jet-η.*

Die Abbildung 7.9 zeigt, daß sich die beiden L1-Subtrigger hervorragend ergänzen: Die Schwäche des s56 im vorderen Detektorbereich wird durch s60 kompensiert. Die Abhängigkeit des neuronalen Netzes vom Jet-η weist auf eine technisch bedingte Besonderheit hin: Dessen Effizienz ist bei η-Werten um 1.9 herum etwas reduziert. Jets, die in diesen Bereich gehen, treffen die Grenze zwischen dem IF- und FB-Bereich des Flüssigargonkalorimeters. Die Energien dieser Kalorimetersegmente werden in Quadranten eingeteilt dem neuronalen Netz eingegeben. Bei Treffern in dieser Grenzregion wird die Jetenergie auf mindestens zwei Quadranten in verschiedenen Ringen verteilt, wodurch die Triggereffizienz sinkt. Der

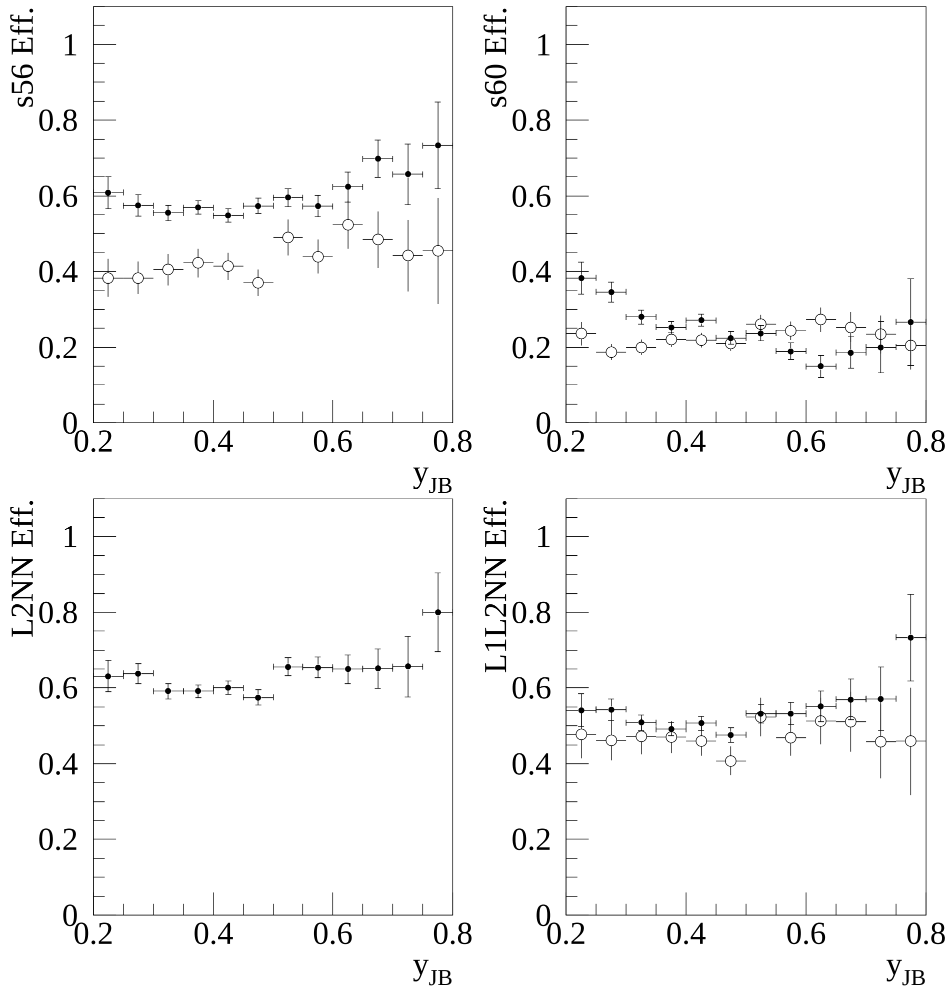

Abbildung 7.10: *Die Effizienzen der TB0-Elemente gegen y_{JB}.*

Effekt ist beim Übergang zwischen FB- und CB-Bereich bei $\eta \simeq 0.5$ nicht so deutlich zu beobachten. In diesem Bereich ist jedoch für das neuronale Netz die Trennung zwischen Physik und Untergrund einfacher, da dort generell Untergrundereignisse weniger beitragen und auch Informationen von den zentralen Spurkammern stärker zur Trennung genutzt werden können.

Die Abhängigkeit der Effizienzen von y_{JB} ist flach (Abb. 7.10), ganz im Gegensatz zur Effizienz des Kleinwinkelelektrondetektors, der nur einen kleinen y-Bereich überdeckt (Abb.

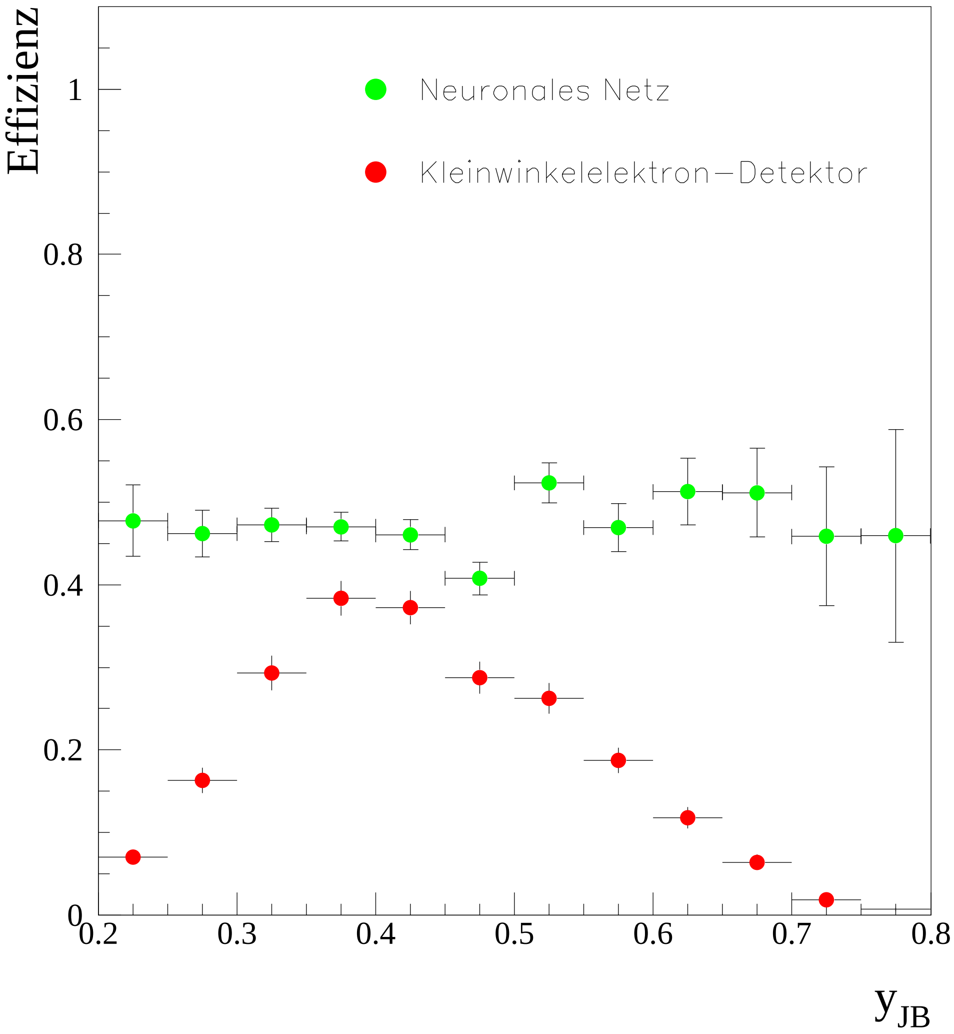

Abbildung 7.11: *Die Gesamteffizienz der TB0 im Vergleich zum s83-Trigger.*

7.11). Durch den Einsatz des L2NN wird also insbesondere bei kleinen und großen Werten von y_{JB} Effizienz gewonnen. Die wesentlich höhere Effizienz bei großen y_{JB} erlaubt eine bessere Messung der Photonstrukturfunktion im interessanten Bereich kleinerer x_γ-Werte.

Die Gesamteffizienz der L1-L2NN-Triggerkombination im Bereich $0.2 < y_{JB} < 0.8$ liegt bei 50%, bei einer Untergrundunterdrückung der TB0 von ca. 1:20-1:30. Für alle s83-getriggerten Ereignisse erreicht die TB0 eine Physikeffizienz von 61%. Die Triggerkombination hat dabei nur einen kleinen Teil der Luminosität durch die teilweise Untersetzung von

TB	Ziel	Algorithmus	Effizienz [%]	Unterdrückung
0	$\gamma p \to Jets$	MLP	60	1:20-100
1	$\gamma p \to X\phi \to XK^+K^-$	MLP	60	1:5
2	$\gamma p \to XJ/\Psi \to Xl^+l^-$	MLP	96-98	1:5-7
3	$ep \to ep\{\rho, \phi, J/\Psi\}$	MLP	70-90	1:3-7
4	$\gamma p \to pJ/\Psi \to p\mu^+\mu^-$	MLP	85	1:6-12
5	Test	MLP	-	-
6	$\gamma p \to pJ/\Psi \to pe^+e^-$ (hohes W)	SBaBa	90	1:50-1000
7	Test	BE	-	-
8	Test	MLP	-	-
9	Test	MLP	-	-

Tabelle 7.5: *Die L2NN-Konfiguration 1996. Die Effizienzen und Unterdrückungsfaktoren beziehen sich nur auf die jeweilige Triggerbox.*

s60 verpaßt und sehr moderate Raten geliefert. Dadurch wurde bereits im ersten Einsatz eine starke Verbesserung gegenüber rohen L1-Triggern, die auf dem Kleinwinkelelektrondetektor basieren, erzielt. So erreicht z.B. der Subtrigger s83 nur eine Gesamteffizienz von rund 20%, besitzt eine viel geringere Akzeptanz in y und produziert eine etwa doppelt so hohe Rate.

Der ermitteltete Wert für die TB0 von 61% Physikeffizienz bei 1:20-1:30 Unterdrückung liegt jedoch etwas unter der Vorhersage (Abb. 7.2), die für einen entsprechenden Unterdrückungsfaktor Physikeffizienzen des neuronalen Netzes von ungefähr $65 - 75\%$ erwarten läßt. Dieser Unterschied kann mit der geringeren numerischen Genauigkeit der CNAPS-Hardware und einer geänderten Untergrundzusammensetzung im Vergleich zu den Trainingsuntergrundereignissen aus der Datennahmeperiode 1995 erklärt werden.

7.2.3 Gesamtergebnisse des L2NN 1996

Zusammenfassend lief der L2NN-Trigger vom ersten Tag der offiziellen Inbetriebnahme an sehr stabil. Trotz der Komplexität des Gesamtsystems gab es 1996 keinen einzigen Ausfall des Triggers und nur wenige kleinere Betriebsstörungen, so daß nach der technischen Inbetriebnahme nur noch kleinere Änderungen notwendig waren.

Die 1996er Konfiguration des L2NN ist in Tabelle 7.5 aufgelistet. Alle eingesetzten L2NN-Trigger sind auf experimentell schwer zugängliche Kanäle trainiert, die hauptsächlich im Photoproduktionsbereich liegen. Neben dem Jettrigger sind dies insbesondere die Vektormesontrigger. Für die meisten Kanäle wurde der MLP-Algorithmus angewendet, dessen Funktionstüchtigkeit und Handhabbarkeit damit demonstriert werden. Die besten Ergebnisse insgesamt liefert der sehr spezialisierte SBaBa-Algorithmus. Die Leistungen der

Triggerboxen liegen bereits bei oder über den Designwerten, obwohl in der ersten Betriebsperiode noch keinerlei Verbesserungen aufgrund der Betriebserfahrungen durchgeführt wurden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde eine neue Messung der Gluondichte im Photon mit Daten aus der Datennahmeperiode 1995 des H1-Experimentes durchgeführt. Die Gluondichte wurde aus Zweijet-Photoproduktionsereignissen bestimmt, indem der aus LEP-Messungen bekannte Quarkbeitrag zum Wirkungsquerschnitt geeignet von dem gemessenen Wirkungsquerschnitt subtrahiert wurde. Gegenüber der bisher publizierten Gluondichte [29] wurde eine erhebliche Verringerung der systematischen und statistischen Fehler erreicht. Durch die Verwendung von niederenergetischeren Jets und durch die wesentlich höhere Statistik konnte der kinematische Bereich zu $x_\gamma \approx 0.03$ ausgedehnt werden. Der Anstieg der Gluondichte zu kleinen Werten von x_γ ist nun eindeutig beobachtet worden. Der Vergleich mit verschiedenen Parameterisierungen in führender Ordnung der QCD der Gluondichte im Photon zeigt, daß keine dieser Parameterisierungen die Messungen zufriedenstellend beschreibt. Alle untersuchten Parameterisierungen in führender Ordnung der QCD sagen systematisch zu hohe Gluondichten voraus, jedoch liegen die Gluondichten nach GRV-LO und GS-1-LO noch innerhalb der 2σ-Fehlerintervalle.

Eine signifikante Verbesserung dieser und anderer Messungen kann über ein neues Triggersystem erreicht werden, das im zweiten Teil dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit dem MPI für Physik in München entwickelt und eingesetzt wurde. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit lag dabei auf der Entwicklung der Online-Software zur Steuerung und Überwachung des Triggers und der Integration des Systems. Der Trigger wird in der zweiten Stufe des vierstufigen H1-Triggersystems eingesetzt und beruht auf speziellen Parallelrechnern mit 1024 Prozessoren, die besonders für den Einsatz von neuronalen Netzwerkalgorithmen geeignet sind. Mit diesem sogenannten L2NN-Trigger können bis zu 12 neuronale Netze mit 64 Eingängen, 64 Knoten in einer versteckten Schicht und einem Ausgabeknoten in weniger als $20\mu s$ berechnet werden. Die Steuersoftware besteht aus vier eigenständigen Prozessen, die auf zwei herkömmlichen Prozessoren eines UNIX-Rechners laufen. Während der normalen Datennahme wird der Trigger vollständig automatisch und datenbankgesteuert betrieben und überwacht, zusätzlich kann der gesamte Trigger über ein Internet-Programm mit einer graphischen Benutzeroberfläche kontrolliert und manuell gesteuert werden. Das

System wurde zum erstenmal in der Datennahmeperiode 1996 eingesetzt und lief seitdem technisch einwandfrei. Der L2NN-Trigger erlaubt das unabhängige Triggern von bisher 12 Ereigniskanälen. Er wird insbesondere für das Triggern von meßtechnisch schwierigen Ereigniskanälen mit hoher Untergrundrate eingesetzt, bei denen kein gestreutes Elektron im Hauptdetektor beobachtet werden kann. Dies sind hauptsächlich Vektormesonproduktionsereignisse und Photoproduktionsjetereignisse. In allen Kanälen werden die Designwerte für die Effizienz und Untergrundunterdrückung erreicht und in den meisten sogar erheblich übertroffen. In einigen Ereigniskanälen wurde die Datennahme bei den inzwischen erreichten HERA-Luminositätswerten überhaupt erst möglich gemacht. Für Photoproduktionsjetereignisse mit mindestens zwei 7 GeV Jets wurde in dieser Arbeit eine mittlere Effizienz von 61% bei einer Untergrundunterdrückung von 1:20-1:100 erreicht, wobei die Effizienz ab einem Transversalimpuls der Jets von ungefähr 16 GeV die 100%-Marke erreicht. Zusätzlich konnte der kinematische Bereich der getriggerten Photoproduktionsereignisse gegenüber den bisher eingesetzten konventionellen Triggern wesentlich erweitert werden. Der L2NN-Trigger stellt die erste erfolgreiche Implementierung von online genutzten neuronalen Netzen in der Hochenergiephysik dar.

Literaturverzeichnis

[1] T. Ahmed et al. (H1 Kollaboration): Hard Scattering in gamma-p interactions, P. L. B297 (1992) 205.

[2] M. Derrick et al. (ZEUS Kollaboration), Phys. Lett. 297B (1992) 404.

[3] I. Abt et al. (H1 Kollaboration): The H1 Detector at HERA, NIM A386, 310-347 und 348-396 (1997).

[4] J.C. Bizot et al.: Status of Simulation for a Topological L2 trigger, H1 internal note, H1-03/92-212 (1992).

[5] J.C. Bizot et al.: Hardware Study for a Topological L2 trigger, H1 internal note, H1-09/92-240 (1992).

[6] J. Fent, C. Kiesling, P. Ribarics: A Level 2 Calorimeter Trigger Using Neural Networks, H1 internal note, H1-04/91-172 (1991).

[7] C. F. v. Weizsäcker: Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen, Z. Phys. 88 (1934) 612.

[8] E. J. Williams: Nature of high energz particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae, Phys. Rev. 45 (1934) 729.

[9] J. R. Smith, B. D. Burow: Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarizations, H1 internal note, H1-01/94-338 (1994).

[10] J.J. Sakurai: Theory of Strong Interactions, Ann. Phys. 11 (1960) 1.

[11] M. Gell-Mann, F. Zachariasen: Form Factors and Vector Mesons, Phys. Rev. 124 (1961) 953.

[12] S. Aid (H1 Kollaboration): A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function F2(x,Q2) at HERA, Nucl.Phys. B470 (1996) 3.

[13] R. Akers et al. (Opal Kollaboration): Measurement of the Photon Structure Function F2 (gamma) in the Reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ at LEP ,Z. Phys. C61 (1994) 199.

[14] G.A. Schuler, T. Sjöstrand: The hadronic properties of the photon in γp interactions, Phys. Lett. B300 (1993) 169.

[15] T. Sjöstrand: PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 - Physics and Manual, LU TP 95-20 (1995).

[16] T. Sjoestrand, M. van Zijl: A Multiple Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions, Phys. Rev. D36 (1987) 2019.

[17] S. Aid (H1 Kollaboration): Jets and energy flow in photon-proton collisions at HERA, Z. Phys. C 70 (1996) 17-30.

[18] T. Sjoestrand: A Model for Initial State Parton Showers, FERMILAB-Pub-85/23-T (1985).

[19] M. Bengtsson: Coherent Parton Shower vs. Matrix Elements, LU TP 86-18 (1986).

[20] I. Negri: A Minimal Comprehensive Set of Muon Background Topological Finders for High p_T Physics Analysis, H1 internal note H1-10/96-498 (1996).

[21] H. Rick: Messung der effektiven Partonverteilung im Photon, Dissertation, Universität Dortmund (1997).

[22] J. Kurzhöfer: Studien zur Jetproduktion in der Vorwärtsregion des H1-Detektors bei kleinen x_B in der tiefinelastischen Streuung, Dissertation, Universität Dortmund (1995).

[23] J. E. Huth et al.: Toward a Standardization of Jet Definitions, Fermilab-Conf-90/249-E (1990).

[24] M. Arpagaus: Measuring the partonic structure of the photon at the ep collider HERA, Dissertation, ETH Zürich (1995).

[25] M. Steenbock: Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets in der Photon-Proton-Streuung bei HERA, Dissertation, DESY F11/F22-96-01 (1996).

[26] G. D'Agostini: A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem, NIM A362, 487-498 (1995).

[27] J. Gayler: Consequence of studies on increased dead material corrections for data, http://www-h1.desy.de/h1/iww/idet/icalo/meetings/mi960115.

[28] N. Gogitidze, S. Levonian: An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data, H1 internal note, H1-02/96-471 (1996).

[29] H. Hufnagel: Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA, Dissertation, Universität Heidelberg (1994).

[30] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Phys. Rev. D46 (1992) 1973.

[31] A. Levy, H. Abramowicz, K. Charula, Phys. Lett. B269 (1991) 458.

[32] L. E. Gordon, J. K. Storrow, Z. Phys. C56 (1992) 307.

[33] T. Ahmed et al. (H1 Collaboration): Inclusive Parton Cross Sections in Photoproduction and Photon Structure, Nuclear Physics B445 (1995) 195.

[34] W. McCulloch, W. Pitts: A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity, Bulletin of Math. Bio. 5, 115-133 (1943).

[35] D. Hebb: The Organization of Behaviour, Wiley Verlag (1949).

[36] F. Rosenblatt: Principles of Neurodynamics, Spartan Books (1961).

[37] M. Minsky, S. Papert: Perceptrons, MIT Press (1969).

[38] J.J. Hopfield: Neural networks and physical systems with emergent collective computational abilities, Proc. Natl. Acad. Sci. 79, 2554-2558 (1982).

[39] J.J. Hopfield: Neurons with graded response have collective computational properties like those of two-state neurons, Proc. Natl. Acad. Sci. 81, 3088-3092 (1984).

[40] D. Rumelhart, J. McClelland: Parallel Distributed Processing I & II, MIT Press (1986).

[41] J. Hertz, A. Krogh, R.G. Palmer: Introduction to the Theory of Neural Computation, Addison-Wesley Verlag (1991).

[42] C. Beigbeider, D. Breton: H1 PQZP System, H1 internal note, H1-02/93-269 (1993).

[43] H. Krehbiel: The PQZP Receiver Card for the L2 Crates of H1, H1 Trigger Note No. 1/94 (1994).

[44] D. Goldner: Online-Datenaufbereitung für die Hardwarerealisierung eines künstlichen neuronalen Netzwerkes als Level-2 Trigger im H1-Experiment, Dissertation, Universität Dortmund (1996).

[45] http://dice2.desy.de:80/itrigger/L2Trigger

[46] http://iws102.mppmu.mpg.de/projects/neuro/neuro.html

[47] http://www.asi.com

[48] J. Möck: Untersuchung diffraktiver J/ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen, Dissertation, TU München (1997).

Danksagung

Bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski bedanke ich mich für die Aufgabenstellung und für sein Vertrauen in meine selbständige Leitung der Online-Gruppe im L2NN-Projekt.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die großzügige Gastfreundschaft und Unterstützung an seinem Lehrstuhl. Seine unnachahmliche Art, mich in politische Diskussionen zu verwickeln, wird mir in guter Erinnerung bleiben.

Dem Graduiertenkolleg „Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen“ danke ich für mein dreijähriges Stipendium und die großzügige Ausstattung mit Reisemitteln.

Frank, Jobst, Thomas, Christian und Jürgen von der Münchner L2NN-Gruppe danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit in dem L2NN-Projekt. Die vielen ausgiebigen Arbeitsessen, technischen Diskussionen und nächtlichen Programmier- und Debugaktionen in der H1-Halle in diesem hochmotivierten und kompetenten Team gehören zu den wertvollsten Erfahrungen meiner Zeit in der Hochenergiephysik. An dieser Stelle muß ich Herrn Wegener noch einmal danken, daß er mich mehrfach den E5-Telefonetat sprengen lies.

Bei allen Dortmunder und Hamburger Mitgliedern von E5 bedanke ich mich für die stets lustige und anregende Arbeitsumgebung und Kaffeekultur. Mein besonderer Dank gilt Hartmut für die Einführung in die Photoproduktion und seinem einmalig trockenen Humor, Rainer, der keine Gelegenheit zur Ablenkung per Endlosdiskussion über die schrägsten Themen ausläßt und Michael, der während unseres Kalifornien-Aufenthaltes meine Photographier- und Ernährungsgewohnheiten klaglos respektiert hat. Besonderer Dank gilt auch Klaus und Dieter, die uns mit allzeit bereiter Rechenleistung versorgen und ohne die diese Arbeit sicherlich auch nicht möglich gewesen wäre.

Meinen Eltern und Freunden danke ich dafür, daß sie mich die ganze Zeit unterstützt haben und trotz meiner ständigen Verbreitung von Hektik noch ernst nehmen.

Vor allem aber bedanke ich mich bei Sabine, die mich auch in den anstrengensten Phasen mit viel Liebe bei guter Laune gehalten und immer dafür gesorgt hat, daß die Physik nicht das wichtigste in meinem Leben wird.

Die Dortmunder Beteiligung am H1-Experiment wird mit Mitteln des Bundesminsteriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 6DO57I gefördert.