Untersuchung diffraktiver J/ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen

Dissertation an der Fakultät für Physik
der
Technischen Universität München

von
Jürgen Möck

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Physik

München
September 1997

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Untersuchung diffraktiver J/ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen

JÜRGEN MÖCK

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:		Univ.-Prof. Dr. W. Weise
Prüfer der Disssertation:	1.	Honorarprofessor Dr. G. Buschhorn
	2.	Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 10. September 1997 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 4. Februar 1998 angenommen.

Abstract

Im H1-Experiment am Speicherring HERA wurde die diffraktive Produktion von J/ψ-Mesonen in der ep-Streuung über den Prozeß $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ untersucht. Die J/ψ-Mesonen entstehen durch Photoproduktion über virtuelle Photonen(γ). Für die Reaktion wurden neuronale Triggeralgorithmen entwickelt und analysiert. Der Prozeß wurde bei γp-Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ im Intervall $(30 - 270)$GeV untersucht, wobei erstmals der Bereich $W_{\gamma p} > 150$GeV betrachtet wurde. Für den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt σ ergab eine Anpassung der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ einen Anstieg mit $\delta = 0.96 \pm 0.13$. Für $d\sigma/dt$ (t=Impulsübertrag auf das Proton) wurde ein Abfall der Form $\exp(-bt)$ mit $b = (3.8 - 4.8)\mathrm{GeV}^{-2}$ beobachtet.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Mit einem Mikroskop lassen sich Strukturen bis zu einer Größe von $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin\phi}$ erkennen. Dabei ist λ die Wellenlänge des Lichts und $\sin\phi$ die numerische Apertur, die nur von der Geometrie des Mikroskops abhängt. Die Wellenlänge ist über die de-Broglie-Beziehung $\lambda \propto 1/p$ mit dem Impuls der einzelnen Lichtquanten verknüpft. Deshalb wird höherenergetisches Licht benötigt, um eine höhere Auflösung zu erreichen. Ein Hochenergiephysik-Experiment verfolgt die Aufgabe, die kleinsten Strukturen der Materie zu erforschen. Um mit einem solchen *Ultra*mikroskop kleinere Strukturen als den Protondurchmesser $\mathcal{O}(1fm)$ auflösen zu können, werden Lichtquanten mit mehr als 10^9mal der Energie benötigt, als sie Lichtquanten im sichtbaren Bereich haben. Im Bild des Welle-Teilchen-Dualismus der Quantenmechanik ist das Analogon zur de-Broglie-Beziehung die Heisenbergsche Unschärferelation[1] $\Delta x \Delta p \geq 1/2$. Dies manifestiert, daß zur Erforschung immer kleinerer Strukturen immer höhere Beschleunigerenergien benötigt werden.

Ein solches Beschleunigerexperiment [1] zeigte bereits 1956, daß das Proton kein punktförmiges Teilchen ist. Im Quark-Parton-Modell [2, 3] ist das Proton aufgebaut aus drei Partonen(uud), die – Quarks genannt – über die starke Wechselwirkung durch Austausch von Gluonen ein stabiles Teilchen bilden. Diese Vorstellung ist Teil des heutigen Standardmodells [4] über den Aufbau der Materie. Insgesamt sind sechs Quarks entdeckt worden, die in drei Familien $\binom{u}{d}$, $\binom{c}{s}$ und $\binom{t}{b}$ unterteilt werden.

Mit dem HERA-Beschleunigerring werden seit 1992 Elektronen(e) (oder Positronen) mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen(p) mit einer Energie von 820 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,GeV$ im H1-Detektor zur Kollision gebracht.

In dieser Arbeit werden die Elektronen als Quelle hochenergetischer virtueller Photonen(γ) aufgefaßt. Diese können in Teilchen mit gleichen Quantenzahlen fluktuieren. Ein solches Teilchen ist das J/ψ, ein Vektormeson bestehend aus einem $c\bar{c}$-Quarkpaar. Durch diffraktive Streuung am Proton kann das J/ψ als reelles Teilchen produziert werden. Interessant an diesem Prozeß ist, daß er über die starke Wechselwirkung zustande kommt. Für die J/ψ-Produktion in der ep-Streuung wurde ein störungstheoretisches Modell aufgestellt, das einen anderen Verlauf von Wirkungsquerschnitten vorhersagt als ein phänomenologischen Modell der diffraktiven

---

[1] $\hbar = c = 1$; eine übliche Konvention in der Hochenergiephysik.

Hadron-Hadron-Streuung. Das störungstheoretische Modell liefert auch eine Methode zur Bestimmung der Gluondichte im Proton.
Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der diffraktiven J/ψ-Produktion in der ep-Streuung. Ziel ist die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ im γp-Schwerpunktssytem. Der bisher untersuchte Bereich bis $W_{\gamma p} = 150\,GeV$ wird in dieser Arbeit auf bis zu $W_{\gamma p} = 270\,GeV$ erweitert. Dazu wird der Prozeß $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ untersucht. Das Proton kann bei der diffraktiven J/ψ-Produktion auch dissozieren. Dieser inelastische Anteil des Wirkungsquerschnitts wird in dieser Arbeit durch Benutzung von Komponenten des H1-Detektors in Protonstrahlrichtung vom elastischen Anteil des Wirkungsquerschnitts getrennt. Um mehr Statistik zu erhalten, werden Ereignisse untersucht, bei denen das gestreute Elektron nur unter kleinen Winkeln abgelenkt wird, so daß es im H1-Detektor nicht beobachtbar ist. Die Signatur besteht dann aus nur zwei identifizierten Elektronen. Die Bestimmung von Selektions- und Triggereffizienz und Untergrundanteil dieser Signatur im H1-Detektor ist wesentlicher Teil dieser Arbeit. Selektionsverluste ergeben sich durch relativ geringe Energien der Zerfallselektronen von $\mathcal{O}(1-2\,GeV)$ im Zentralteil des H1-Detektors.
Für den untersuchten Prozeß $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ ist für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wird, die sichtbare Energie im Detektor nur etwa $\mathcal{O}(1/10)$ so groß, als wenn dieses nachgewiesen wird. Deshalb sind besondere Anstrengungen für das Triggern solcher Ereignisse notwendig geworden. Das H1-Triggersystem besteht aus vier Stufen. Die Entwicklung und Umsetzung von Triggeralgorithmen und -strategien in der zweiten Triggerstufe L2 ist ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit. Dabei werden bevorzugt neuronale Netze eingesetzt. Die technische Realisierung über einen Parallelcomputer und der Aufbau der Hardware geschah ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit.
Für Zwei-Elektron-Ereignisse im Zentralteil des H1-Detektor wurde ein neuronales Netz entwickelt und eingesetzt. Ein Vorteil dieses Algorithmus liegt in einer sehr effizienten Ausnutzung von Korrelationen in Meßgrößen wie Spurmultiplizitäten, Energien, Histogrammen und anderen Größen. Der Parallelcomputer erlaubt aber auch die Umsetzung anderer Algorithmen. Ein topologisch orientierter Algorithmus wurde entwickelt, um Ereignisse des Prozesses $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ mit $W_{\gamma p} > 210\,GeV$ effizient zu triggern.
Die Arbeit beginnt mit einer Einführung in die Theorie diffraktiver J/ψ-Erzeugung (Kap. 2) und einer Beschreibung des H1-Detektors (Kap. 3). Kapitel 4 beschreibt die technische Realisierung des neuronalen Triggers in der zweiten Triggerstufe L2 im H1-Experiment. Die Beschreibung der Selektion von Ereignissen des Prozesses $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ erfolgt in Kapitel 5. Dort werden auch Selektions- und Triggereffizienzen untersucht und die Methoden der Untergrundbestimmung diskutiert. Aufbauend auf die Selektion wird in Kapitel 6 Entwicklung, Verwirklichung und Effizienz von L2-Triggeralgorithmen für Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor beschrieben. Die Berechnung und Auswertung der Wirkungsquerschnitte erfolgt in Kapitel 7.

Diffraktive J/ψ-Erzeugung

2

2.1 Eigenschaften des J/ψ

Im Jahre 1974 wurde eine schmale Vektorresonanz, das $J/\psi(3097)$, fast zeitgleich am BNL in der Reaktion $pBe \rightarrow (J/\psi \rightarrow e^+e^-) + X$ [5] und am SLAC als Resonanz im totalen e^+e^--Wirkungsquerschnitt [6] entdeckt. Der Wirkungsquerschnitt auf der Resonanz liegt drei Größenordnungen über dem Kontinuum. Die Breite der Resonanz von nur $87\,keV$ [7] ist sehr schmal im Vergleich zu typischen hadronischen Zerfallsbreiten von $\mathcal{O}(10 - 200\,MeV)$.

Das J/ψ-Meson ist ein gebundener $c\bar{c}$-Zustand. Die gemessenen Quantenzahlen[1] J^{PC} entsprechen denen des Photons (1^{--}). Eine ähnliche Vektorresonanz, das Υ, wurde 1977 am Fermilab in $p(Cu + Pb) \rightarrow (\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-) + X$ bei $9.46\,GeV$ gefunden und später bei DORIS im e^+e^--Kanal untersucht. Damit war eine weitere Quarkflavour (bottom) entdeckt worden. Als Quark-Antiquark-Paare werden diese Mesonen auch Quarkonia genannt.

Die geringe hadronische Breite der Resonanzen kann durch die OZI-Regel (Okubo[8], Zweig[3], Iizuka[9]) erklärt werden, die besagt, daß Reaktionen, in denen Quarks des Anfangszustands im Endzustand vernichtet sind, gegenüber Reaktionen ohne Quarkvernichtung stark unterdrückt sind (s. Abb. 2.1).

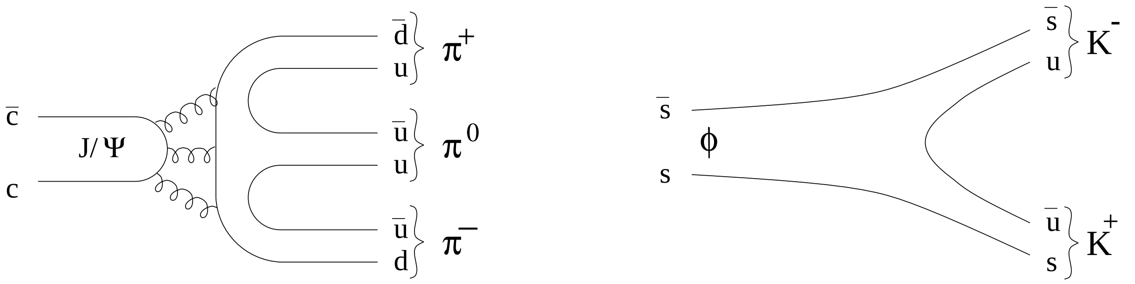

Abbildung 2.1: *Das J/ψ kann nur durch einen OZI-unterdrückten Prozeß hadr. zerfallen (links), während für das ϕ ein OZI-erlaubter Zerfall in K^+K^- möglich ist (rechts).*

---

[1] J Gesamtdrehimpuls, P Parität, C Ladungskonjugation

Eine der OZI-erlaubten Reaktionen wäre z.B. der Zerfall in das leichteste Charm-Meson-Paar, $J/\psi \rightarrow D_0\bar{D}_0$. Da das D_0 $(c\bar{u})$ eine Masse von $1.864\,GeV$ besitzt und das J/ψ $3.097\,GeV$ schwer ist, ist dieser Zerfall wegen der Energieerhaltung verboten.
Die C-Paritätserhaltung liefert eine weitere Erklärung für die geringe Breite der Resonanz, da das J/ψ analog zum Zerfall des Orthopositronium in drei Photonen nur in drei statt zwei Gluonen zerfallen kann.
Da das J/ψ aus einem Photon entstehen kann, kann das J/ψ auch wieder über ein virtuelles Photon in ein Leptonpaar zerfallen. Die elektronische Zerfallsbreite beträgt $\Gamma_{ee} = (5.26 \pm 0.37)\,keV$ und das Verzweigungsverhältnis $(6.01 \pm 0.19)\%$ [7]. Die myonische Zerfallsbreite ist, wie aus der Leptonuniversalität erwartet, im Rahmen der Fehler identisch.

2.2 J/ψ-Erzeugung in der Elektron-Proton-Streuung

2.2.1 Vektormesonproduktion bei HERA

Die elastische Vektormesonproduktion in der *ep*-Physik ist ein diffraktiver Prozeß. Dem liegt die Vorstellung zugrunde, daß ein vom Elektron abgestrahltes virtuelles Photon γ^* in ein virtuelles Vektormeson V^* fluktuiert, das durch diffraktive Streuung am Proton reell (V) wird. Mit einer elastischen Protonstreuung, bei der das Proton intakt bleibt, ist dies in Abb. 2.2 links dargestellt. Das Proton kann aber auch inelastisch dissoziieren (Abb. 2.2 rechts).

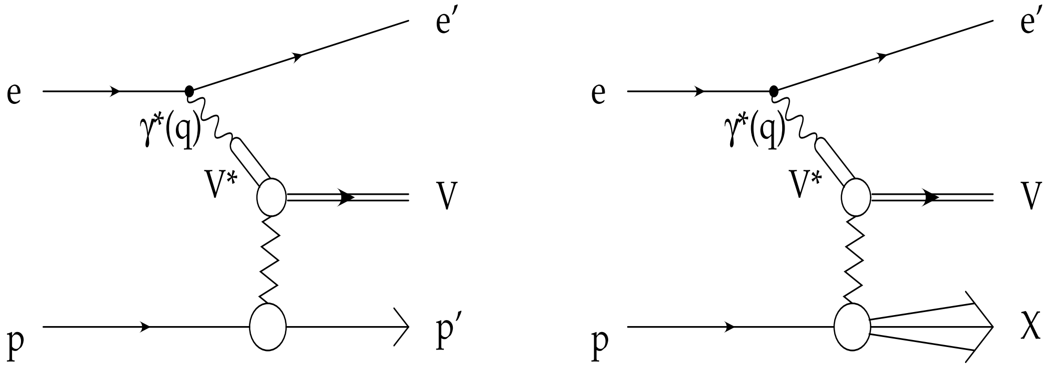

Abbildung 2.2: *Diffraktive Vektormeson-Erzeugung. Ein virtuelles Photon fluktuiert in ein virtuelles Vektormeson, das durch eine diffraktive Wechselwirkung mit dem Proton, bei der keine Quantenzahlen (außer Impuls) ausgetauscht werden, reell wird. Links ist der elastische, rechts der proton-dissoziative Fall dargestellt.*

Der Begriff *Proton-Dissoziation* wird in dieser Arbeit für die inelastische *diffraktive* Vektormeson-Produktion in der ep–Streuung verwendet. Theoretische Vorhersagen existieren für den elastischen Fall ohne Dissoziation. Deshalb wird in dieser Arbeit

versucht, Proton-Dissoziation und elastische Streuung experimentell zu unterscheiden. Wirkungsquerschnitte werden getrennt für beide Fälle bestimmt.
Vektormesonen der leichteren Quarks – ρ, ω und ϕ – werden bei HERA auch untersucht. Dabei können Wirkungsquerschnitte bei um einer Größenordnung höheren Schwerpunktsenergien untersucht werden, als durch Fixed-Target-Experimente bisher möglich war (s. Abb. 2.3).

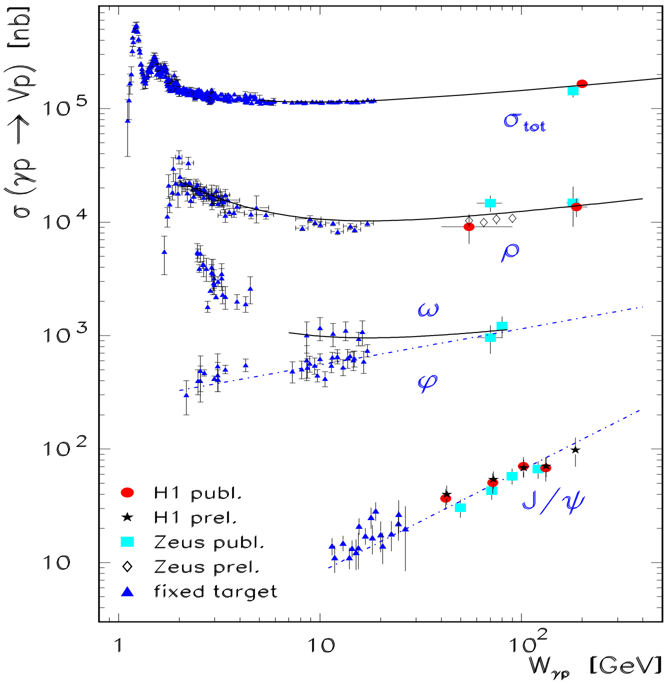

Abbildung 2.3: *Wirkungsquerschnitte der Erzeugung von Vektormesonen in Photoproduktion im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt bei HERA und Fixed-Target-Experimenten. Durchgezogene Linien sind Regge-Parametrisierungen. Die gestrichelten Linien entsprechen $W^{0.22}$ für das ϕ und $W^{0.9}$ für das J/ψ [10].*

Ein interessanter Aspekt der J/ψ-Produktion ist in der höheren Masse des J/ψ's ($3.097\ GeV$) gegenüber den leichteren Vektormesonen ($\rho(0.77\ GeV)$, $\omega(0.78\ GeV)$, $\psi(1.02\,GeV)$) begründet: Um aus einem virtuellen Vektormeson ein reelles über den Austausch von Gluonen zu erzeugen, ist die relevante Energieskala für die Wechselwirkung mit $m_V^2/4$ durch die Vektormesonmasse gegeben[2] [11]. Mit $\alpha_s(m_\psi^2/4) = 0.30$ sind für die J/ψ-Produktion störungstheoretische Berechnungen möglich. Diese werden in Abs. 2.6.4 besprochen und führen zu Vorhersagen, die im Widerspruch zu einem phänomenologischen Modell (Abs. 2.6.1) stehen, das den Verlauf von diffraktiven hadronischen Wirkungsquerschnitten fast universell beschreibt. Dabei wird ein steilerer Anstieg des Wirkungsquerschnitts in der Schwerpunktsenergie W mit etwa $\sigma(W) \sim W^{0.9}$ statt $\sigma \sim W^{0.22}$ vorhergesagt (s. Abs. 2.6). Bisherige Analysen bestätigen einen flacheren Anstieg des Wirkungsquerschnitts für die Produk-

---

[2] Diese Skala gilt für den Austausch zweier Gluonen. Ein einzelnes kann wegen der Farberhaltung in der QCD nicht ausgetauscht werden.

tion leichter Vektormesonen und einen steileren für die J/ψ-Produktion ([10], s. Abb. 2.3). In dieser Arbeit wird der W-Bereich bis $W = 240\ GeV$ untersucht. Bisherige HERA-Veröffentlichungen beschränkten sich aus Gründen der Signaturerkennung auf $W < 150\ GeV$[12, 13].
Am günstigsten läßt sich die J/ψ-Produktion bei H1 über die leptonischen Zerfallskanäle untersuchen. Dies liegt an einem weitgehend untergrundfreien Signal und fehlenden Triggern und kleinen Verzweigungsverhältnissen für die hadronischen Zerfallskanäle. Die Signatur besteht dann aus nur zwei identifizierten Leptonen im Detektor. Diese Arbeit beschränkt sich auf den Zerfall ($J/\psi \rightarrow ee$), da für hohes W eine kalorimetrische Impulsmessung erforderlich wird, die nur für Elektronen ausreichend genau möglich ist.
In der Beschreibung der Kinematik der J/ψ-Produktion werden Begriffe aus der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung verwendet, bei der ein Vektorboson zwischen dem Elektron und einem Quark ausgetauscht wird. Deshalb wird die Beschreibung dieser Kinematik der Beschreibung der J/ψ-Produktion vorangestellt.

2.2.2 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

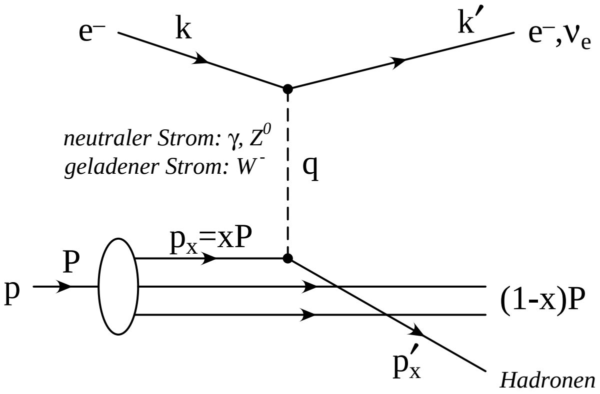

Abbildung 2.4: *Feynman-Graph einer Elektron-Quark-Streuung für neutrale und geladene Ströme.*

Ein elastischer Stoß wird bei gegebener Schwerpunktsenergie durch Messung des Streuwinkels wegen der Erhaltung von Energie und Impuls vollständig beschrieben. Im relativistischen Fall werden bevorzugt Lorentzskalare zur Beschreibung der Streuung verwendet. Das negative Quadrat Q^2 des Impulsübertrages q als Differenz der 4er-Impulse von ein- und auslaufenden Teilchen (k, k') ist eine zweckmäßige Größe zur Beschreibung eines relativistischen Stoßes. Für den Graph in Abb. 2.4 gilt:

$$Q^2 \equiv -q^2 = (k' - k)^2 \tag{2.1}$$

$$s_{ep} = (P + k)^2 \,. \tag{2.2}$$

Das einlaufenden Lepton wird durch den Vierervektor k und das Proton durch P beschrieben. Viererimpulse auslaufender Teilchen sind mit einem Apostroph gekennzeichnet. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}}$ beträgt bei HERA 300 GeV. Zur Beschreibung eines inelastischen Prozesses wird genau ein weiterer Lorentzskalar benötigt. Als ein Maß für die Inelastizität wird y definiert,

$$y \equiv \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{2q \cdot P}{s_{ep}}; \tag{2.3}$$

im Ruhesystem des Protons[3] entspricht dies dem relativen Energieübertrag des Leptons auf das Proton, $y = 1 - E_{\ell'}^{(p)}/E_{\ell}^{(p)}$. Aus der im H1-Detektor gemessenen Energie $E_{\ell'}$ und dem Streuwinkel[4] θ des auslaufenden Leptons (ℓ') können die kinematischen Variablen in folgender Weise bestimmt werden:

$$\begin{aligned} y &= 1 - \frac{E_{\ell'}}{E_\ell} \sin^2 \frac{\theta}{2}, && (2.4) \\ Q^2 &= 4\, E_\ell\, E_{\ell'} \cos^2 \frac{\theta}{2}. && (2.5) \end{aligned}$$

Die Kinematik kann auch aus dem hadronischen Endzustand abgeleitet werden, was notwendig wird, falls das auslaufende Lepton unbeobachtet bleibt. Näherungsweise läßt sich dabei die Kinematik über die Methode von Jaquet-Blondel [14] bestimmen:

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2E_\ell} \sum_{vis.} \left(E_i - p_i^{\|}\right) && (2.6) \\ Q^2 &= \frac{1}{1-y} \sum_{vis.} \left(p_i^{\perp}\right)^2. && (2.7) \end{aligned}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen des gemessenen Endzustandes, abzüglich des auslaufenden Leptons, falls beobachtet. Mit $p_i^{\|}$ ist die Impulskomponente in Protonstrahlrichtung und mit $p_i^{\perp}$ der Transversalimpuls des i-ten Teilchens bezeichnet. Nicht nachgewiesene Teilchen im Strahlrohr in Protonrichtung liefern nur einen geringen Fehlerbeitrag in der Messung, da $(E_i - p_i^{\|})$ und $p_i^{\perp}$ klein für solche Teilchen sind.

Im Quark-Parton-Modell [15, 16] wird der inelastische Stoß des Protons als elastischer Stoß an einem Parton interpretiert. Die Bjorkensche Skalenvariable

$$x \equiv \frac{Q^2}{2(P \cdot k)} \approx \frac{Q^2}{y s_{ep}} \tag{2.8}$$

repräsentiert dann den 4er-Impulsanteil des wechselwirkenden Partons am 4er-Gesamtimpuls des Protons.

Bei HERA wird die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung u.a. dazu benutzt, über eine inklusive Messung die Protonstrukturfunktion F_2 zu bestimmen [17–19]. Diese

---

[3] Durch den Index (p) gekennzeichnet.

[4] Im H1-Koordinatensystem werden Winkel gegen die Protonrichtung gemessen, ein nicht gestreutes Elektron entspricht $\theta = 180^0$.

ist in guter Näherung über den inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitt von DIS[5]-Ereignissen mit neutralen Strömen bestimmbar:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2)\right]. \tag{2.9}$$

Die Strukturfunktion F_2 kann mit den Quarkdichten des Protons identifiziert werden:

$$F_2(x,Q^2) = \sum_{Flavours}\left[xq_f(x,Q^2)+x\bar{q}_f(x,Q^2)\right]e_f^2 \tag{2.10}$$

Dabei bezeichnet q_f die Wahrscheinlichkeit, ein Quark der Flavour f und entsprechender Ladung e_f mit einem Impulsanteil x im Proton bei einem festen Impulsübertrag Q^2 zu finden.
Der in HERA maximal mögliche Impulsübertrag ist $Q^2 = 9\cdot 10^4\ GeV^2$. Für kleine Impulsüberträge $Q^2 \leq 10\ GeV^2$ ist die Strukturfunktion bis hinab zu $x \approx 10^{-4}$ bestimmbar. Dies erweitert den bisher in Fixed-Target-Experimenten zugänglichen Bereich um ein bis zwei Größenordnungen.

2.2.3 Kinematik der J/ψ-Erzeugung

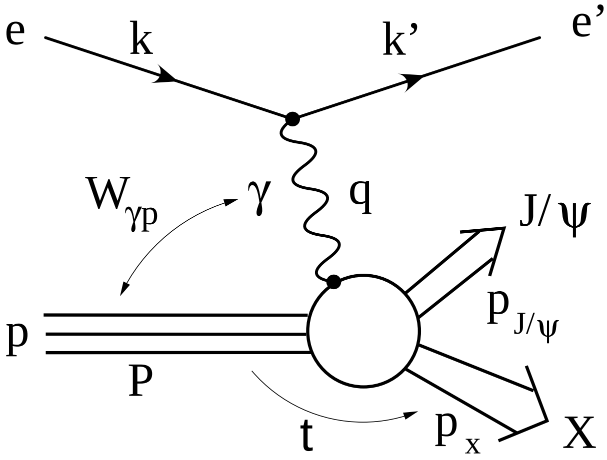

Abbildung 2.5: *J/ψ-Erzeugung in der ep-Streuung. X bezeichnet den hadronischen Endzustand ohne das J/ψ-Teilchen.*

Das J/ψ wird in der ep-Streuung über den Unterprozeß

$$\gamma p \rightarrow J/\psi + X \tag{2.11}$$

erzeugt. Für diesen Prozeß ist die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ zu bestimmen. Sie ist identisch mit der invarianten Masse des gesamten hadronischen Endzustandes $(J/\psi + X)$:

$$W_{\gamma p}^2 = (P+q)^2 = m_p^2 + ys_{ep} - Q^2. \tag{2.12}$$

---

[5] In der Lit. DIS, engl. Deep Inelastic Scattering.

Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \approx 0$) kann $W_{\gamma p}$ näherungsweise aus der Messung von y bestimmt werden:

$$W_{\gamma p}^2 \approx y s_{ep}. \tag{2.13}$$

Die Kinematik der J/ψ-Erzeugung wird durch das Quadrat des Impulsübertrages t des Photons auf das J/ψ festgelegt,

$$t = (q - p_{J/\psi})^2 = (P - p_X)^2. \tag{2.14}$$

Dieser ist wegen der Impulserhaltung äquivalent mit dem Impulsübertrag am Protonvertex auf den hadronischen Endzustand X ohne das J/ψ. Für einen inelastischen Prozeß, bei dem das Proton nicht intakt bleibt, wird analog zu Abs. 2.2.2 eine weitere Größe definiert, die Inelastizität z:

$$z \equiv \frac{P \cdot p_{J/\psi}}{P \cdot q}. \tag{2.15}$$

Definition und Bedeutung von t und z entsprechen denen von Q^2 und y in der ep-Streuung, wenn das Photon als das einlaufende und das J/ψ als das auslaufende Teilchen einer Zwei-Teilchen-Streuung betrachtet werden.
Die invariante Masse M_X des hadronischen Endzustands X ohne das J/ψ ergibt sich aus den bisher definierten Größen,

$$M_X^2 = m_p^2 + (1-z) y s_{ep} - |t|. \tag{2.16}$$

Da $M_X^2 \geq m_p^2$ kann z für $t > 0$ den exakten Wert 1 nicht annehmen. Mit $s_{ep} \approx 9 \cdot 10^4\, GeV^2$ und $y > 0.1$ bei typischen Impulsüberträgen von $t < 1 GeV^2$ kann die Inelastizität z Werte sehr nahe $z = 1$ erreichen. Mit „elastischer“ J/ψ-Streuung wird der Fall $z \approx 1$ bezeichnet, bei dem das Proton beim Stoß nicht dissoziiert.
Als Transversalimpuls p_t^* des Vektormesons wird die Impulskomponente senkrecht zur γ-Flugrichtung im γp-Schwerpunktsystem[6] bezeichnet. Eine Zerlegung von Gl. (2.14) liefert

$$t = -\frac{1}{z} p_t^{*\,2} - (1-z) Q^2 - (\frac{1}{z} - 1) m_\psi^2. \tag{2.17}$$

Für elastische J/ψ-Produktion ($z \approx 1; Q^2 \approx 0$) ergibt sich t damit aus dem Transversalimpuls,

$$t = -p_t^{*\,2}, \tag{2.18}$$

wobei für die ep-Streuung mit $Q^2 \approx 0$ die γ-Flugrichtung näherungsweise mit der Elektronstrahlrichtung zusammenfällt und deshalb t aus dem beobachteten Transversalimpuls aller Zerfallsteilchen relativ zur Strahlachse bestimmbar ist ($p_t^* \approx |\sum_i \vec{p}_i^{\perp}|$).
Diffraktive J/ψ-Produktion wird in der ep-Streuung überwiegend im Grenzbereich $Q^2 \to 0$ betrachtet, weshalb der nächste Abschnitt sich mit den Eigenheiten der ep-Streuung in dieser Näherung befaßt.

---

[6] Das Sternchen dient als Index für Größen in diesem Bezugssystem.

2.3 Photoproduktion

Photoproduktion bezeichnet in der ep-Streuung die Grenze $Q^2 = 0$ im Impulsübertrag, die der Abstrahlung eines reellen Photons durch das Elektron entspricht. Q^2 wird deshalb auch *Photonvirtualität* genannt und die ausgetauschten Photonen werden für kleine Impulsüberträge als *quasi-reell* bezeichnet. Bei HERA wird $Q^2 \approx 1\,GeV^2$ als Grenze zwischen DIS und Photoproduktion angesehen, da hier die Nachweisgrenze des gestreuten Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter liegt [20].
Für ep-Wechselwirkungen mit quasi-reellen Photonen ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt in eine Komponente für die Emission des Photons, der als Flußfaktor $f_{\gamma/e}$ bezeichnet wird, und den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Reaktion zu zerlegen,

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2,y)}{dydQ^2} = f_{\gamma/e}(y,Q^2)\sigma_{\gamma p}(y,Q^2). \tag{2.19}$$

$f_{\gamma/e}$ setzt sich aus einer transversalen Komponente $f^T_{\gamma/e}$ für die Emission transversaler Photonen und einer longitudinalen Komponente $f^L_{\gamma/e}$ zusammen. In der Grenze $Q^2 = 0$ kann das Photon nur transversal polarisiert sein. Im Bereich $Q^2 \lesssim 1\,GeV^2$ dominieren transversal polarisierte Photonen und die longitudinale Komponente kann in diesem Bereich vernachlässigt werden.
Folgender Ausdruck ist eine gute Näherung unter HERA-Bedingungen für die transversale Komponente [21–23],

$$f^T_{\gamma/e}(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}(\underbrace{(1+(1-y)^2)}_{WWA} - 2(1-y)\frac{Q^2_{min}}{Q^2}). \tag{2.20}$$

Der mit WWA bezeichnete Term in der Klammer ist als Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) bekannt [24–26]. Der Ergänzungsterm berücksichtigt die endliche Elektronmasse, die über die minimal mögliche Photonvirtualität bei gegebenem y eingeht,

$$Q^2_{min}(y) = m_e^2\frac{y^2}{(1-y)}. \tag{2.21}$$

Dieser Term spielt eine um so größere Rolle in der Integration über Q^2 und y, je kleiner das gegebene Q^2_{max} ist. Bei einer experimentell bedingten Obergrenze von $Q^2_{max} = 2.0\,GeV^2$ trägt der zweite Term 4.7% bei HERA bei, und verringert den Fehler im über Q^2 und y integrierten Wirkungsquerschnitt von 6.1% auf 1.4% im Vergleich zu einem genaueren, numerisch bestimmten Resultat (aus [23]).
Im H1-Experiment läßt sich Q^2 für $Q^2 < 1.2\,GeV^2$ nur über zwei Elektron-Tagger abseits des Hauptdetektors am Strahlrohr bestimmen, deren Akzeptanz in y und Q^2 jedoch eingeschränkt ist. Gl. (2.20) zeigt, daß der Fluß mit $1/Q^2$ zu kleinen Q^2 ansteigt. Um zu einer höheren Ereignisstatistik zu gelangen, werden in dieser Arbeit Photoproduktionsereignisse mit $ep \to ep(J/\psi \to ee)$ untersucht, bei denen das gestreute Elektron nicht beobachtet wird und deshalb Q^2 nicht rekonstruiert werden kann. Gl. (2.19) muß dann bis zu der in H1 gegebenen Grenze von $Q^2_{max} = 1.2\,GeV^2$ integriert werden, um einen Faktor für die Umrechnung des ep-Wirkungsquerschnitts auf den γp-Wirkungsquerschnitt zu erhalten.

2.4 Diffraktion

Der Begriff Diffraktion ist aus der Optik entlehnt, und bezeichnet Prozesse, bei denen Stoßpartner als Ganzes aneinander streuen. D.h. es kommt zu keinem Austausch von Quantenzahlen unter den Stoßpartnern, mit Ausnahme des Impulses. Dabei wird die Dissoziation eines oder beider Stoßpartner durchaus zugelassen.

Obwohl das J/ψ in der Vektormesonproduktion als neues Teilchen erscheint, kann es diffraktiv erzeugt werden. Die Erklärung liegt darin, daß das Vektormeson in seinen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}, Q = S = B = 0$ mit dem Photon übereinstimmt[7]. Deshalb kann das Photon in ein Vektormeson fluktuieren. Dies wird in Abs. 2.6 erläutert werden. An dieser Stelle sollen einige Eigenschaften diffraktiver Prozesse vertieft werden.

Das einfachste, optische Modell der Diffraktion ist die Streuung einer ebenen Welle an einem kreisförmigen[8], schwarzen Scheibchen mit Radius R. Die differentielle Intensität I von kohärentem Licht mit Wellenvektor $\vec{k}$ senkrecht zum Scheibchen als Funktion des Streuwinkels θ in großer Entfernung $d \gg R$ vom Scheibchen ist gegeben durch

$$\frac{dI(\theta)}{d\theta} = I_0 \frac{[2J_1(kR\sin\theta)]^2}{[kR\sin\theta]^2} \approx I_0 \left[1 - \frac{R^2}{4}(k\sin\theta)^2\right]. \qquad (2.22)$$

J_1 bezeichnet die Bessel-Funktion erster Ordnung. Für $kR\sin\theta \ll 1$ kann sie näherungsweise durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden, während bei größeren Streuwinkeln Interferenzmuster erscheinen.

Der Wellenvektor k ist über $k\sin\theta = p_t$ mit dem Transversalimpuls verknüpft. Deshalb kann über die Beziehung $t \approx -p_t^2$ (Gl. 2.18) die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitt im Impulsübertrag t für einen diffraktiven Streuprozeß in diesem optischen Modell aus Gl. (2.22) abgeleitet werden,

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \sigma_0 (1 - \frac{R^2}{4}(\underbrace{k\sin\theta}_{\sqrt{-t}})^2) \approx \sigma_0 e^{-b|t|}, \qquad (2.23)$$

wobei b als *Steigungsparameter* bezeichnet wird. Mit $b = R^2/4$ bestimmt er im einfachsten Modell die Fläche des schwarzen Scheibchens.

Aus $R = 1/m_\pi$, einer typischen Reichweite starker Wechselwirkung, ergibt sich $b = 12.5\,GeV^{-2}$. Das stimmt gut mit dem gemessenen Wert für $d\sigma_{el}/dt(\pi^- p \to \pi^- p)$ überein [27]. Für $d\sigma_{el}/dt(pp \to pp)$ wurde bei höherer Schwerpunktsenergie das erste Interferenzminimum der diffraktiven Reaktion beobachtet (siehe Abb. 2.6).

Eine weitere typische Eigenschaft hadronischer diffraktiver Prozesse zeigt Abb. 2.6 ebenfalls. Der Steigungsparameter b nimmt mit größer werdender Schwerpunktsenergie zu. Da dies einem steileren Abfall von $d\sigma/dt$ entspricht, wird dieses Verhalten auch als *Shrinkage* bezeichnet.

---

[7] Q Ladung, S Strangeness, B Bottomness

[8] Wobei gilt $kR \geq 1$ mit $k = |\vec{k}|$ als dem Betrag des Wellenvektors.

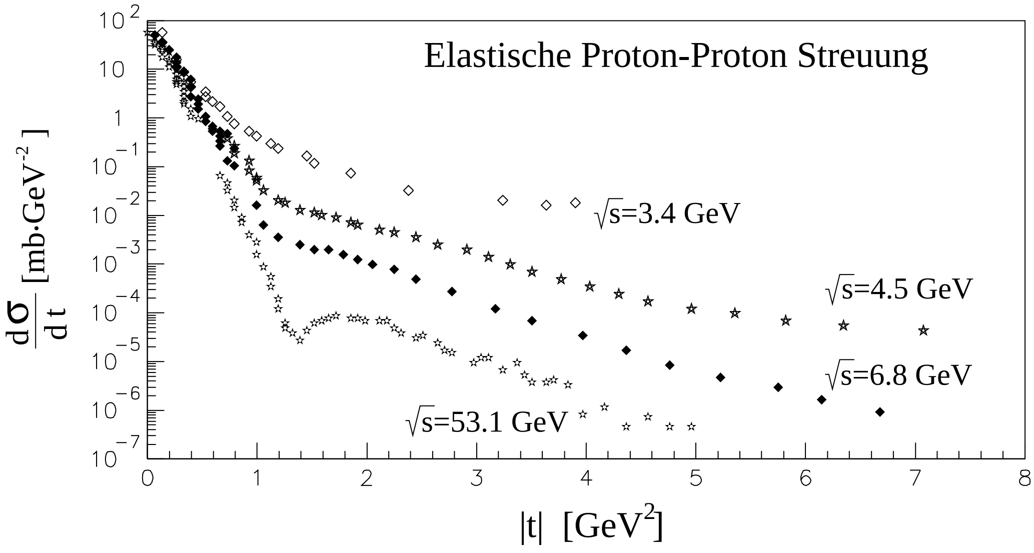

Abbildung 2.6: *Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung im Impulsübertrag t bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Bei der höchsten Energie ist bereits das erste Interferenzminimum erkennbar (aus [28]).*

2.5 Regge-Theorie

Das Regge-Modell [29, 30] wurde um 1960, d.h. vor dem QCD-Modell konstruiert, um hadronische Wechselwirkungen zu beschreiben. Dabei wird eine hadronische Streuung ($a + b \rightarrow c + d$) als Austausch eines virtuellen Teilchens (z.B. π oder ρ) interpretiert. Die Streuamplitude A eines elementaren Streuprozesses enthält in der Mandelstamm-Darstellung [31] einen Propagatorausdruck folgender Form:

$$A(t) \sim \frac{g^2}{(t - m^2 \pm i\epsilon)}. \tag{2.24}$$

Die Kopplungskonstante g beschreibt die Stärke der Wechselwirkung und m ist die Masse des ausgetauschten Teilchens. Ein virtueller Austausch entspricht $t < 0$.
Die Regge-Theorie verknüpft die Streuung im s-Kanal($t < 0$) mit einer Resonanzformation im t-Kanal($t > 0$) über den Ansatz, daß es eine einzige Funktion $A(s, t)$ geben darf, die analytisch fortgesetzt, die Streuamplitude in allen physikalisch sinnvollen Regionen beschreibt. Die analytische Fortsetzbarkeit bezieht sich auf die Partialwellenzerlegung der Streuamplitude [32] in der komplexen Drehimpuls-Ebene[9] $J = L + S$.
Konsequenz der analytischen Fortsetzbarkeit ist die Beschreibbarkeit von Streuamplituden im s-Kanal durch die im t-Kanal auftretenden Pole, die durch ihre Virtualität t und ihren Spin α charakterisiert sind. In der Nähe eines einfachen Pols hat

---

[9] L Drehimpuls, S Spin.

die Streuamplitude folgende allgemeine Form:

$$\lim_{\alpha(t)\to\ell} A_\ell(t) = \frac{\beta(t)}{(\alpha(t)-\ell)} \; ; \; \ell \in \mathbb{N}. \tag{2.25}$$

Nimmt $\alpha(t)$ einen ganzzahligen Wert an, spricht man von einem Regge-Pol, der mit Resonanzen, d.h. Teilchen, identifiziert werden kann. Zu einer Streuung tragen nur die Regge-Pole mit den gleichen Quantenzahlen bei, die bei der Streuung ausgetauscht werden. Aus den physikalischen Modellen hadronischer Streuprozesse [31] ergibt sich ein linearer Verlauf für $\alpha(t)$,

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t. \tag{2.26}$$

α_0 bezeichnet den *Achsenabschnitt* und α' die *Steigung* einer sogenannten *Regge-Trajektorie* $\alpha(t)$. Die Fortsetzung zu negativen Impulsüberträgen t in der J-t-Ebene liefert die Beschreibung der Streuung im s-Kanal. Durch Integration über alle Pole einer Trajektorie kann ein Ausdruck für die Streuamplitude abgeleitet werden. Für $t < 0$ und $s \to \infty$ (mit $\sqrt{s}$ als Schwerpunktsenergie des Streuprozesses) ergibt die Partialwellenentwicklung eine Streuamplitude

$$A(s,t) \approx \beta(t) s^{\alpha(t)}. \tag{2.27}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ ist dann gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|A(s,t)|^2 \propto s^{2\alpha(t)-2} \tag{2.28}$$

Für $t = 0$ ist der Exponent durch den Achsenabschnitt α_0 bestimmt, ist $\alpha_0 > 1$ steigt der Wirkungsquerschnitt mit s an.
Wichtige Regge-Trajektorien sind z.B. [34]: (t in GeV^2)

$$\begin{array}{lll} \text{Pion} & \alpha_\pi(t) = 0.0 & + 0.9t \\ \text{Reggeon} & \alpha_{\mathbb{R}}(t) = 0.45 & + 0.89t \\ \text{Pomeron} & \alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1.0808 & + 0.25t. \end{array} \tag{2.29}$$

Die Trajektorien sind in Abb. 2.7 dargestellt, wobei die ρ-ω-f-a-Reggeon-Trajektorie durch eine Anpassungsgerade mit den Mesonmassen und ihren Fehlern aus dem *Particle Data Book* von 1996 [7] ersetzt wurde. Der Achsenabschnitt $\alpha(t=0)$ der Anpassungsgeraden beträgt 0.456 ± 0.016.
Das Pomeron $\mathbb{P}$ dient der Beschreibung diffraktiver Streuung und die entsprechende Regge-Trajektorie hat die Quantenzahlen des Vakuums. Da $\alpha_0(\mathbb{P}) = 1.0808 > 1$ steigt der Wirkungsquerschnitt mit s an. Die Differenz zu Eins erhält deshalb ein eigenes Symbol $\epsilon = 0.0808$:

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1 + \epsilon + \alpha' t. \tag{2.30}$$

Dieses Ansteigen des Wirkungsquerschnitts ist gegensätzlich zu QED-Prozessen bei denen ein Photon mit $J^{PC} = 1^{--}$ ausgetauscht wird, und $\sigma \propto s^{-1}$ ist [4].

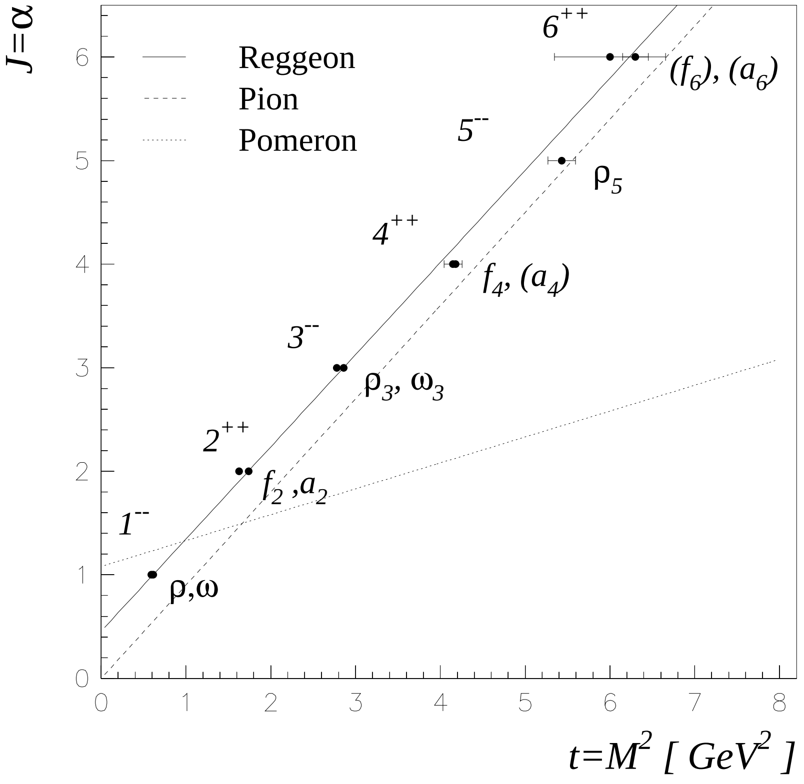

Abbildung 2.7: *Chew-Frautschi-Diagramm[33] der ρ-ω-f-a-Reggeon-Trajektorie. Aufgetragen ist der Gesamtdrehimpuls(Spin) gegen das Quadrat der Mesonmassen. Der Achsenabschnitt $\alpha(t=0)$ der Anpassungsgeraden beträgt* 0.456 ± 0.016*. Eingeklammerte Mesonen bedürfen weiteren Bestätigungen. Die Pion- und Pomeron-Trajektorie sind ebenfalls eingetragen.*

Diffraktive Streuung in der Regge Theorie Für die J/ψ-Produktion in der γp-Streuung wird davon ausgegangen, daß das Photon in ein J/ψ fluktuiert. Damit besteht die Aufgabe in einer Beschreibung des diffraktiven Prozesses $J/\psi + p \to J/\psi + p$. Die folgenden Ausführungen sind so gehalten, daß sie auf andere diffraktive Prozesse übertragbar sind.
Für die Kopplung des Pomerons an das J/ψ bzw. Proton wird ein Formfaktor β eingeführt, der in seine Anteile am Proton- und J/ψ-Vertex faktorisiert wird, $\beta(t) = \beta_p(t)\beta_\psi(t)$. Damit wird einer möglichen anderen Kopplung des Pomerons an die Charm-Quarks des J/ψ-Mesons Rechnung getragen.
Mit Gl. (2.27) ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|A(s,t)|^2 = \frac{1}{16\pi}\beta_p^2(t)\beta_\psi^2(t)s^{2\alpha_P(t)-2}. \qquad (2.31)$$

Die t-Abhängigkeit eines diffraktiven Wirkungsquerschnitts ist aus Gl. (2.23) bekannt; damit kann der Formfaktor in der Grenze $t \to 0$ beschrieben werden durch

$$\beta^2(t) = \beta_p^2\beta_\psi^2 e^{-b_0|t|}. \qquad (2.32)$$

Der differentielle elastische Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch:

$$\frac{d\sigma_{el}(s,t)}{dt} = \frac{1}{16\pi}\beta_p^2\beta_\psi^2\ s^{2\epsilon}\ e^{-(b_0+2\alpha'\ln s)|t|}. \tag{2.33}$$

Aus dieser Gleichung ergeben sich folgende Vorhersagen über einen diffraktiven elastischen Prozeß:

- Der Wirkungsquerschnitt verändert sich mit der Schwerpunktsenergie nach einem einfachen Potenzgesetz $\sigma \sim s^{2\epsilon}$.
- Eine Regge-Trajektorie mit $\epsilon < 0$ hat einen Wirkungsquerschnitt, der mit s sinkt; eine mit $\epsilon > 0$ einen Wirkungsquerschnitt, der mit s steigt.
- Die Steilheit des exponentiellen Abfalls in $d\sigma/dt$ nimmt logarithmisch mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie zu (Shrinkage).

Für den elastischen Wirkungsquerschnitt ergibt die Integration in t eine zusätzliche logarithmische Abhängigkeit in der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$,

$$\sigma_{el}^{tot}(s) = \frac{1}{16\pi}\beta_p^2\beta_\psi^2\frac{s^{2\epsilon}}{b_0+2\alpha'\ln s}. \tag{2.34}$$

Der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt unter Pomeronaustausch ergibt sich über das optische Theorem aus dem Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \frac{1}{s}\mathfrak{Im}(A(s,t=0)) = \frac{1}{16\pi}\beta_p(0)\beta_\psi(0)s^{\alpha(t=0)-1}. \tag{2.35}$$

Letzterer Ausdruck verletzt die Unitarität. Diese ist nicht mehr erfüllt bei Überschreiten der Froissart-Martin-Grenze [35, 36] $\sigma_{tot} \leq C\ln^2(s[GeV^2])$ $(C = 60mb)$. Jedes Potenzgesetz $\sigma \sim s^{2\epsilon}$ mit $\epsilon > 0$ führt bei einem bestimmbaren Wert der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ zur Verletzung dieser Grenze.
Donnachie und Landshoff [34] haben den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt wie folgt parametrisiert (s in GeV^2):

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = 0.0677s^{\epsilon} + 0.129s^{-\eta}\ [mb] \tag{2.36}$$

mit $\epsilon = 0.0808$ (Pomeron) und $\eta = -0.4525$ (Reggeon). Diese Parameter wurden aus pp- und $p\bar{p}$-Daten bestimmt. Bisherige HERA-Resultate [37–39] stimmen gut mit dieser Parametrisierung überein (s. Abb. 2.3). Mit Gl. (2.36) wird die Froissart-Martin-Grenze erst bei $\sqrt{s} = 10^{47}\ GeV$ erreicht und hat somit keine praktische Bedeutung.

2.6 Theoretische Modelle der J/ψ-Erzeugung

Das J/ψ hat dieselben Quantenzahlen wie das Photon. Allen Modellen der J/ψ-Erzeugung in der γp-Wechselwirkung liegt die Vorstellung zu Grunde, daß das Photon in ein virtuelles J/ψ fluktuiert und dieses mittels einer diffraktiven Wechselwirkung mit dem Proton in ein reelles Teilchen verwandelt wird. Gerechtfertigt wird diese Annahme mit der Betrachtung der Formationszeit des J/ψ-Mesons im Protonruhesystem. Diese ist gegeben durch

$$\tau_f = \frac{\hbar}{E_\gamma - E_{J/\psi}} \approx \frac{2 \cdot E_\gamma^{(p)}}{Q^2 + m_{J/\psi}^2}. \tag{2.37}$$

Mit $E_\gamma^{(lab)} = y \cdot E_\ell$ entspricht $y = 1$ einer Photonenergie $E_\gamma^{(p)}$ bei HERA von $24\,TeV$ im Protonruhesystem und einer Formationsstrecke, die mit ca. $200\,fm$ den Protonradius weit übertrifft.
Die starke Wechselwirkung, die für diesen Prozeß verantwortlich ist, besitzt jedoch die Eigenschaft, daß ihre Kopplungsstärke mit abnehmender Energie zunimmt.
Es ist möglich, an die J/ψ-Erzeugung mit perturbativen QCD-Rechnungen heranzugehen, da die J/ψ-Masse selbst ausreichend groß ist, um eine *harte* Skala für den Prozeß zu gewährleisten [47].
Auf der anderen Seite werden diffraktive Wirkungsquerschnitte bei hohen Schwerpunktsenergien, inklusive der Produktion leichter Vektormesonen, erfolgreich durch ein nicht-perturbatives Modell beschrieben, dem Austausch eines Pomerons zwischen Hadronen. Im folgenden sollen die verschiedenen Modellansätze vertieft und erläutert werden.

2.6.1 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD) ist ein phänomenologisches Modell, das es ermöglicht, Photoproduktion mit Hadron-Hadron-Streuung zu verknüpfen [40].
Das Photon besteht in diesem Modell aus einer Überlagerung seiner normalisierten QED-Komponente und einem hadronischen Vektormeson-Anteil,

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{QED}\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V}|V\rangle. \tag{2.38}$$

Die VMD-Kopplungskonstante f_V kann über die leptonische Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\ell}$ der Vektormesonen bestimmt werden [41]:

$$\Gamma_{\ell\ell} = f_V^2 \cdot \frac{\alpha^2}{4\pi}\frac{m_V}{2J+1} \tag{2.39}$$

wobei der Faktor $2J + 1$ im Nenner der Multiplizität von J_z-Zuständen entspricht.
Damit läßt sich nun ein Zusammenhang zwischen Vektormeson-Photoproduktion und Vektormeson-Hadron-Streuung herstellen,

$$\sigma(\gamma P \to V'P') = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2}\sigma(VP \to V'P'). \tag{2.40}$$

Mit der in Abschnitt 2.1 angegebenen leptonischen Zerfallsbreite des J/ψ's gilt $\frac{4\pi\alpha}{f_V^2} = 6.9 \cdot 10^{-4}$. Somit hat wegen $f_V \ll 1$ das Photon nur eine kleine hadronische Komponente. Da aber der Wirkungsquerschnitt eines QED-Prozesses durch

Photonaustausch mit $\sigma_{QED} \sim 1/s$ abfällt, während diffraktive Hadron-Hadron-Wechselwirkungen keine Abnahme mit der Schwerpunktsenergie zeigen, nimmt die Bedeutung der hadronischen Komponente mit steigender Schwerpunktsenergie zu. Daher rührt der Name Vektordominanz.

Die Q^2-Abhängigkeit der Photoproduktion mit transversalen Photonen folgt in diesem Modell aus dem Vektormesonpropagator,

$$\sigma_T(Q^2) = (\frac{m_V^2}{Q^2 + m_V^2})^2 \cdot \sigma_T(Q^2 = 0). \tag{2.41}$$

Das Verhältnis der Komponente σ_L für longitudinal polarisierte Photonen zu σ_T ergibt sich in guter Näherung zu [42]:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}(Q^2) = \frac{Q^2}{m_V^2}. \tag{2.42}$$

Damit ergibt sich die Vorhersage, daß transversale Polarisation für Photoproduktion ($Q^2 \ll m_V^2$) und longitudinale Polarisation für DIS-Ereignisse ($Q^2 \gg m_V^2$) dominiert.

Das VMD-Modell beschreibt sehr erfolgreich den Verlauf von hadronischen Wirkungsquerschnitten, hat aber generell Schwierigkeiten, die Normierung von Wirkungsquerschnitten in ihrer Größenordnung wiederzugeben [43].

Ein Ansatz, das *generalized Vector Meson Dominance*-Modell, erfaßt auch die Reaktionen mit einzelnen Partonen der hadronischen Photonkomponente. Diese bei HERA als *aufgelöste Komponente* bezeichnete Ereignisklasse liefert für die J/ψ-Produktion einen nennenswerten Beitrag nur im Bereich sehr inelastischer Prozesse bei $z < 0.4$ [44].

2.6.2 Das Donnachie-Landshoff-Modell

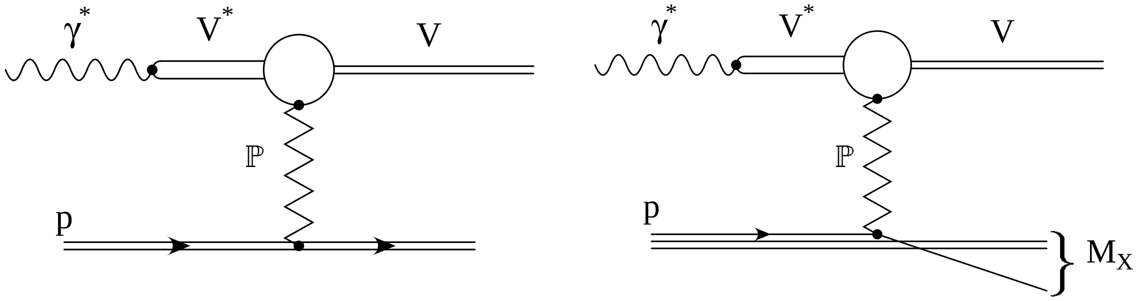

Abbildung 2.8: *Vektormesonproduktion im Donnachie-Landshoff-Modell. Links: Elastische Vektormeson-Erzeugung. Rechts: Proton-dissoziative Vektormeson-Erzeugung.*

Die exklusiven und inklusiven Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitte leichter Quarks lassen sich zu einem großen Teil durch eine einzige Parametrisierung beschreiben, die Donnachie und Landshoff auf der Annahme eines dominierenden Regge-Pols entwickelten, der direkt an einzelne Valenzquarks koppelt [34]. Für die Kopplung

an die Valenzquarks sprechen die relativen Stärken verschiedener Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitte, z.B. beträgt das Verhältnis der Kopplungen an das Pomeron von πp- zu pp-Streuung ungefähr 2/3 [45]. Unter diesen Annahmen sind die Streuamplituden der ρp- und πp-Streuung identisch. Eine aus diesem Modell bestimmte Anpassungskurve an die ρ-Photoproduktion gibt die Energieabhängigkeit korrekt wieder, benötigt aber einen Normalisierungsfaktor von 0.84. Für das ϕ beträgt der Korrekturfaktor 0.53. Die theoretische Interpretation dieser Korrekturfaktoren ist unsicher [45]. Bei naiver Anwendung des VMD-Modells auf die J/ψ-Photoproduktion ergibt sich eine Unterdrückung der Pomeronkopplung an das c-Quark um einen Faktor 100. Dieser Faktor ist nur schwer mit dem VMD-Modell vereinbar.
Aus der Regge-Theorie ergibt sich für Prozesse, die durch einen Pomeronaustausch beschrieben werden können, eine quantitative Aussage über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie W aus Gl. (2.34): $\sigma(W) \sim W^{4\epsilon}/(b_0 + 2\alpha' \ln W^2) \approx W^{0.22}$. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die elastische ρ- und ϕ-Produktion in Abb. 2.3 auf S. 5 steht mit dieser Vorhersage in Einklang.

2.6.3 Protondissoziation in der J/ψ-Erzeugung

Für die proton-dissoziative diffraktive Vektormesonproduktion bedarf das bisher diskutierte Modell Modifikationen, da die Struktur des Protons berücksichtigt werden muß.
Ein Ansatz ist die Annahme, daß das Pomeron wie ein isoskalares $C = +1$ Photon an einzelne Quarks koppelt, wobei die Ladungsfaktoren der u- und d-Quarks auf Eins gesetzt werden. Damit kann aus der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ eine Strukturfunktion $\hat{F}_2(x, |t|)$ für die Proton-Pomeron-Kopplung angegeben werden [46], und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden:

$$\frac{d\sigma^{pd}}{dt dM_X^2} = \frac{\beta_\Psi^2}{M_X^2} \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2(\epsilon+\alpha'|t|)} \left[1 - \frac{M_X^2}{s}\right] \beta_P^2 \hat{F}_2(x, |t|), \tag{2.43}$$

wobei $x = |t|/(M_X^2 + |t| - m_p^2)$. Mit einem Exponentialansatz analog zu Gl. (2.32) ergibt sich für den Steigungsparameter b

$$b(s, M_X^2) = b_0 + 2\alpha'(\ln s - \ln M_X^2). \tag{2.44}$$

Das entspricht einem flacheren Abfall des Wirkungsquerschnitts in $|t|$. Im Falle der Integration über M_X kann für b ein mittleres M_X verwendet werden. Im Bereich $M_X^2 < 4\,GeV^2$ dominieren Resonanzanregungen des Protons und die $1/M_X^2$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist erst oberhalb dieser Grenze in guter Näherung erfüllt [28]. U.a. wegen der Unsicherheiten diesen Modells wird in dieser Arbeit zwischen elastischen und proton-dissoziativen Ereignissen unterschieden.

2.6.4 J/ψ-Erzeugung in perturbativer QCD

Der Prozeß $\gamma p \to J/\psi\ p$ kann in niedrigster Ordnung der QCD-Störungstheorie aus der Summation der beiden oberen Graphen in Abb. 2.9 berechnet werden (Ryskin-Modell). Dabei deutet der Pfeil die nicht auf der Massenschale liegende Quarklinie an. Die Streuamplitude ist in diesem Ansatz aus der Gluondichte $xg(x,\bar{Q}^2)$ errechenbar, mit

$$\bar{Q}^2 = (Q^2 + M^2_{J/\psi})/4, \quad x = 4\bar{Q}^2/s. \tag{2.45}$$

Der Wirkungsquerschnitt im Limit $t \to 0$ in der Näherung führender Logarithmen mit Termen proportional zu $\ln Q^2$ beträgt [47]

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to J/\psi\; p)\right|_{t=0} = \frac{\Gamma_{\ell\ell}\, m^3_{J/\psi}\pi^3}{48\alpha}\frac{\alpha_S(\bar{Q}^2)^2}{\bar{Q}^8}\left[xg(x,\bar{Q}^2)\right]^2\left(1+\frac{Q^2}{m^2_{J/\psi}}\right). \tag{2.46}$$

Dabei wird angenommen, daß für den transversalen Impuls eines Gluons $k_T \ll \bar{Q}^2$ gilt. Desweiteren wird die Fermibewegung des c- und $\bar{c}$-Quarks im J/ψ vernachlässigt, d. h. der longitudinale Impuls des J/ψ wird gleichmäßig auf die beiden Quarks verteilt. Die Approximation in $\ln Q^2$ ist auch für Photoproduktion gerechtfertigt, da wegen der Masse des J/ψ gilt $\bar{Q}^2 > 2.4\,GeV^2$. Zur Integration über t wird wie in den vorigen Abschnitten ein diffraktiver exponentieller Abfall $e^{-b|t|}$ angenommen. Über den Steigungsparameter b macht dieses Modell keine Aussagen; er ist aus dem Experiment zu bestimmen.

Auffallend ist, daß ein sehr sensitives Instrument zur Bestimmung der Gluondichte bei kleinen x zur Verfügung steht. Limitierungen für die Gluondichte können auch

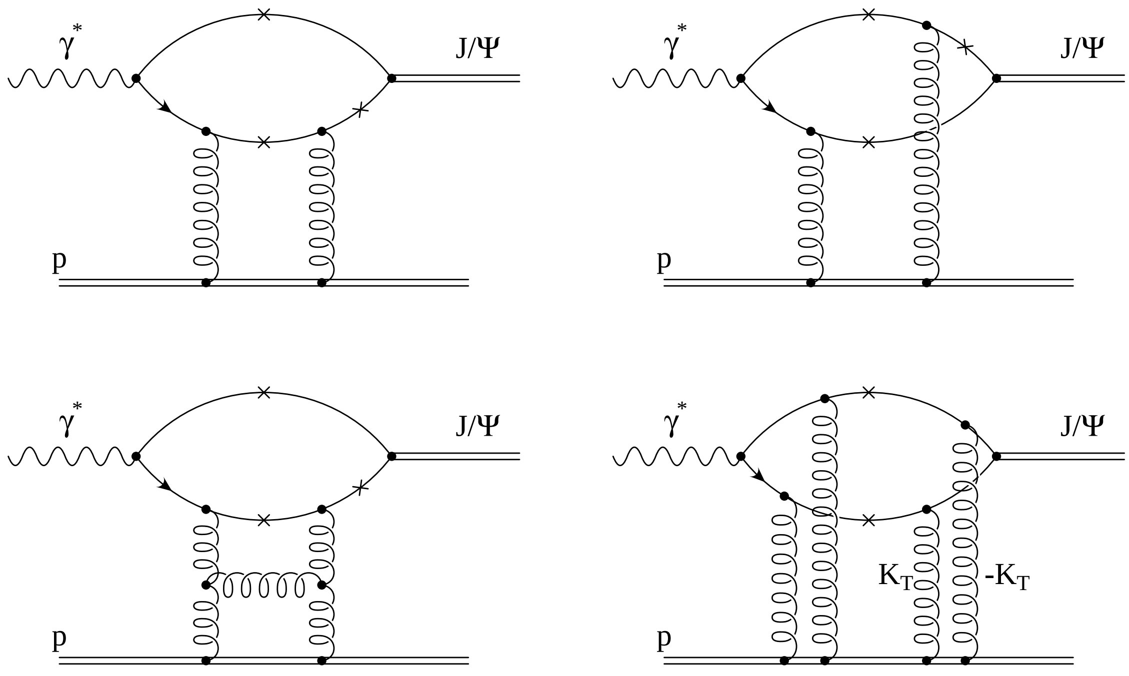

Abbildung 2.9: *J/ψ-Produktion in perturbativer QCD. Oben: Die beiden Graphen niedrigster Ordnung, die zur J/ψ-Erzeugung beitragen. Das ($\times$) markiert Abschnitte der Quarklinien, die in der Rechnung als auf der Massenschale liegend betrachtet werden. Der Pfeil deutet den Weg des Impulsübertrages an. Unten: Zwei Graphen mit größeren Korrekturbeiträgen. Links: Gluonleitern. Rechts: Rückstreuung durch ein weiteres Gluonpaar.*

über den Verlauf von $dF_2/d\ln Q^2$ bestimmt werden [48]. Diese Art der Bestimmung ist nicht so empfindlich, da Gl. (2.46) quadratisch von der Gluondichte abhängt, dafür theoretisch gut begründet ist [48].
Das Ryskin-Modell ist jedoch mit großen theoretischen Unsicherheiten behaftet. Es wurde versucht, verschiedene dieser Unsicherheiten quantitativ abzuschätzen [11]. Dabei wurde ausgeschlossen, daß die Extrapolation der Vorwärtsstreuamplitude zu $t = 0$ (da $t > t_{min}$), Strahlungskorrekturen und Hinzunahme des Realteils der Streuamplitude einen wesentlichen quantitativen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern.
Als wesentliche Korrekturterme wurden zum einen Diagramme in führender Ordnung von $\alpha_S \ln 1/x$ identifiziert, die über eine Entwicklung im Transversalimpuls k_T des Gluons berechnet werden können (wie das Leiterdiagramm in Abb. 2.9 links unten). Zum anderen führt die Rückstreuung eines oder mehrerer weiterer Gluonpaare (s. Abb. 2.9 rechts unten) zu einer Verminderung des Wirkungsquerschnitts. Die beiden Korrekturen kompensieren sich teilweise, ihre Beträge sind abhängig von der verwendeten Gluonstrukturfunktion und von $W_{\gamma p}$. Die Größenordnung dieser Korrekturen liegt bei etwa $(20-40)\%$. Das Ryskin-Modell berücksichtigt nicht die Fermi-Bewegung der Quarks im gebundenen $c\bar{c}$-Zustand. Eine Abschätzung des Einflusses dieses relativistischen Effekts ergab eine Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt von etwa ±30% [11]. Dies betrifft jedoch nur die Normierung, und nicht die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Deshalb kann mit dieser Methode nur der Verlauf, nicht aber der absolute Wert der Gluondichte bestimmt werden.

2.6.5 Nicht-diffraktive inelastische J/ψ-Erzeugung

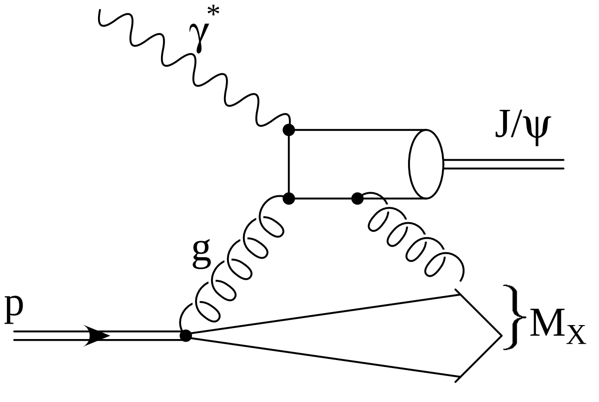

Abbildung 2.10: *J/ψ-Erzeugung durch Boson-Gluon-Fusion im Farb-Singulett-Modell. Durch Abstrahlung eines weichen Gluons im hadronischen Endzustand wird die Farbneutralität des J/ψ's erreicht.*

Mit inelastischer J/ψ-Produktion wird der Prozeß $\gamma + P \to J/\psi + X$ mit X verschieden von einem Proton bezeichnet. Proton-dissoziative diffraktive Streuung mit diesem Endzustand beschränkt sich auf den Bereich $z > 0.9$ [12]. Für den Bereich $z < 0.9$ dominiert ein nicht-diffraktiver Prozeß. Das Farb-Singulett-Modell beschreibt den führenden Beitrag dieser Reaktion als eine Boson-Gluon-Fusion zu einem $c\bar{c}$-Quarkpaar,

$$\gamma + g \to c\bar{c}\left[\underline{1},{}^{3}S_1\right] + g. \tag{2.47}$$

Das Quarkpaar ist vor Abstrahlung eines weichen Gluons in einem Farb-Singulett-Zustand($\underline{1}$) mit den angegebenen Quantenzahlen, der sich dann zu einem J/ψ im Endzustand formiert. Experimentell unterscheiden sich Ereignisse, die so produziert werden, von diffraktiven inelastischen (proton-dissoziativen) Ereignissen nur durch die nicht vorhandene Rapiditätslücke[10] zwischen den Zerfallselektronen und den Protonfragmenten. Mit Rapiditätslücke ist gemeint, daß im Endzustand in einem bestimmten Rapiditätsbereich keine Teilchen nachgewiesen werden. Im nicht-diffraktiven Fall des Farb-Singulett-Modells kann zwischen dem weichen abgestrahlten Gluon und dem Protonrest keine Rapiditätslücke wegen der Fragmentation im Endzustand entstehen. Die Rapiditätslücke für proton-dissoziative Ereignisse führt auch dazu, daß unterhalb $z < 0.9$ diffraktive Ereignisse nur noch vernachlässigbar zur J/ψ-Produktion beitragen [50].

Das Diagramm der führenden Ordnung in Abb. 2.10 kann durch einen Wirkungsquerschnitt folgender Form beschrieben werden [49],

$$\frac{d\sigma}{dt} = C_\psi \int g(x)dx f(s,t) \quad \text{mit} \tag{2.48}$$

$$x \approx \frac{1}{ys}\left[\frac{p_t^{*2}}{z(1-z)} + \frac{m_\psi^2}{z}\right]. \tag{2.49}$$

Dabei ist g die Gluondichte des Protons mit x als dem Impulsanteil des Gluons im Proton, und f und C_ψ sind durch die Theorie vorgegeben. Es wird eine absolute Vorhersage des Wirkungsquerschnitts gemacht, und die Gluondichte des Protons kann im Bereich $x \in 10^{-4}...10^{-1}$ extrahiert werden [50]. NLO[11]-Rechnungen für den Prozeß sind ebenfalls verfügbar und liefern Beiträge in der Größenordnung von 50% [51]. Das Modell kann die H1-Daten des Jahres 1994 im Rahmen der experimentellen und theoretischen Fehler im Bereich $z < 0.9$ und $p_t > 1GeV$ beschreiben [12].

Auf die inelastische J/ψ-Produktion am pp-Collider Tevatron im CDF-Experiment kann dasselbe Modell angewendet werden, jedoch liegt der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 6 über der Modellvorhersage [52]. Eine möglicher Ansatz zur Erklärung ist die Berücksichtigung von Farboktettmatrixelementen [53], deren Größe aus den CDF-Daten bestimmt werden kann [54]. HERA-Daten werden in der Zukunft eine wesentliche Rolle in der Verifikation dieses Modells spielen [50, 55].

---

[10] Rapidität $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$

[11] Nächsthöhere als die führende Ordnung; engl.: **n**ext to **l**eading **o**rder.

Das H1 Experiment

3

HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) ist der weltweit erste Speicherring, in dem Elektronen(e) mit einer Energie von $27.5 GeV$ und Protonen(p) mit einer Energie von $820\, GeV$ bei einer Schwerpunktsenergie von $300\, GeV$ zur Kollision gebracht werden. H1 [56] und ZEUS [57] sind zwei Detektoren, in deren Zentrum die Teilchen miteinander kollidieren, und in denen die Zerfallsprodukte der Reaktionen nachgewiesen werden.

3.1 Der HERA Speicherring

Der HERA Speicherring befindet sich in einem unterirdischen Tunnel von $6.3\ km$ Länge an der Großforschungseinrichtung DESY in Hamburg. Vier verschiedene Experimente nutzen HERA. Mit H1 und ZEUS werden ep-Kollisionen untersucht. Dagegen benutzt HERMES nur den polarisierten Elektronstrahl für die Bestimmung spinabhängiger Strukturfunktionen, während HERA-B B-Zerfälle über Reaktionen von Halo-Protonen des Protonstrahls mit Draht-Targets analysiert.

Positronen Seit 1994 werden statt Elektronen Positronen verwendet, da sich damit ein besseres Vakuum im Ring und damit längere Strahllebensdauern von bis zu $20\, h$ erreichen lassen [58]. Positronen aus einem $500\ MeV$ Linearbeschleuniger werden in einem kleinen Speicherring aufgesammelt und von dort in den Ring DESY II injiziert. Dort werden sie auf 7 GeV beschleunigt und in Bündeln zum größeren Ring PETRA II transferiert. Diese Bündel enthalten bis zu $0.4 \cdot 10^{11}$ Positronen und werden vor ihrer Injektion in HERA auf 14 GeV vorbeschleunigt. In PETRA II können maximal 70 Bündel gehalten werden. Um HERA mit den vorgesehenen 210 Bündeln zu füllen, muß die Prozedur dreimal wiederholt werden.

Protonen H^--Ionen werden mit einem Linearbeschleuniger auf $50\, MeV$ beschleunigt. Eine Stripperfolie sorgt dafür, daß die Elektronen verloren gehen, und nackte Protonen in den Speicherring DESY III eingespeist werden, in dem sie auf $7.5\, GeV$ beschleunigt werden. Von dort werden sie zu PETRA II transferiert und auf die HERA-Injektionsenergie von $40\, GeV$ beschleunigt. Auch hier werden jeweils bis zu 70 Bündel dreimal in den HERA Speicherring eingespeist.

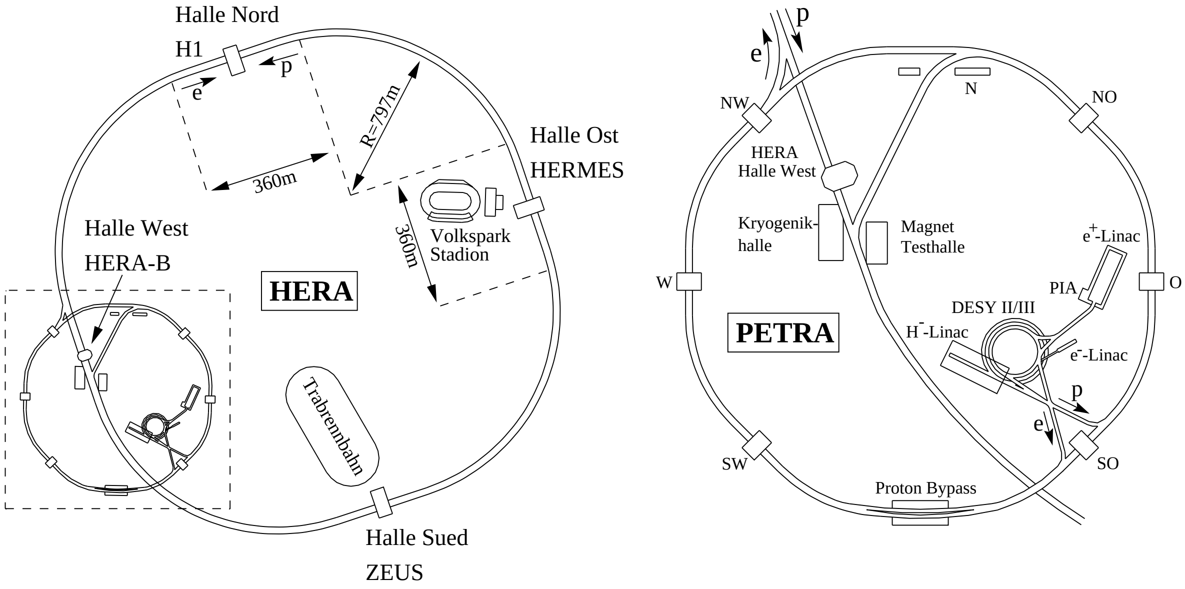

Abbildung 3.1: *Der HERA Speicherring und seine Vorbeschleuniger.*

Für Elektronen und Protonen gibt es in HERA jeweils zwei getrennte Speicherringe. Nachdem die Elektronen auf 27.5 GeV beschleunigt sind, wird ein Magnetfeld von 0.165 T benötigt, um die Elektronen auf ihrer Bahn zu halten. Dieses Magnetfeld wird durch konventionelle Dipolmagnete erzeugt. Der Energieverlust über Synchrotronstrahlung von 127 MeV pro Elektron und Umlauf wird durch supraleitende HF-Klystrons mit einer Gesamtleistung von 13.2 MW ausgeglichen.
Die schwereren Protonen benötigen ein Magnetfeld von 4.68 T, um auf ihrer nominellen Energie von 820 GeV im Speicherring gehalten zu werden. Dieses Feld wird von supraleitenden Magneten erzeugt. Das Feld ist auch der begrenzende Faktor für die Maximalenergie der Protonen. Die Zeit zwischen zwei Bündelkollisionen in der Wechselwirkungszone beträgt 96 ns (1 B.C. = bunch crossing).
Die Leistungsfähigkeit des Experiments bestimmt sich aus der Luminosität

$$\mathcal{L} = f \cdot \frac{n_e \cdot n_p}{A} \tag{3.1}$$

mit der Bündeldurchdringungsfrequenz f, dem Strahlquerschnitt A und der mittleren Anzahl der Elektronen n_e und Protonen n_p pro Bündel. Ereignisraten N von Reaktionen ergeben sich aus $N = \sigma\mathcal{L}$. Tabelle 3.1 enthält die Beschleunigerdaten der Jahre 1995 und 1996 im Vergleich zu den Designwerten [59]. Während die spezifische Luminosität durch eine verbesserte Fokussierung der Strahlen den Designwert übertrifft, liegen die mittleren Strahlströme hinter den Designwerten zurück. Von der von HERA gelieferten Luminosität konnte H1 in den beiden Jahren etwa 60% nutzen. Detektortotzeit, schlechte Strahlbedingungen, Detektor- und Rechnerausfälle redu-

HERA-Parameter		Design		1995		1996	
		e^+	p	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie	(GeV)	30.0	820	27.5	820	27.5	820
Schwerpunktsenergie	(GeV)	314		300		300	
mittl. Strahlstrom	(mA)	58	163	18	54	21	60
Teilchenpakete		210	210	174	174	175	175
Max. $\mathcal{L}$	($\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)	1.50×10^{31}		0.59×10^{31}		0.84×10^{31}	
Max. Spez. $\mathcal{L}$	($\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$)	4.0×10^{29}		6.2×10^{29}		7.6×10^{29}	
$\int \mathcal{L}$ dt(HERA)	($\mathrm{pb}^{-1}\mathrm{y}^{-1}$)	100		10.1		13.3	
$\int \mathcal{L}$ dt(von H1 genutzt)	($\mathrm{pb}^{-1}\mathrm{y}^{-1}$)	100		6.2		8.9	

Tabelle 3.1: *Die Design-Parameter des Speicherrings HERA im Vergleich zu den Bedingungen der Positron-Strahlperioden in den Jahren 1995 und 1996. Die integrierte Luminosität ist einmal die von HERA für H1 gelieferte Luminosität und zum anderen die von H1 aufgezeichnete Luminosität.*

zieren die Nutzungsquote. Für 1997 werden höhere Strahlströme als auch höhere Detektoreffizienzen angestrebt.

3.2 Der H1 Detektor

Die einzelnen Komponenten des H1 Detektors [60] umschließen den nominellen Wechselwirkungspunkt zwiebelschalenförmig mit dem Ziel einer möglichst vollständigen Hermizität. Die Komponenten haben eine asymmetrische Anordnung, um der Ereignistopologie eines nicht mit dem Laborsystem zusammenfallenden Schwerpunktsystems gerecht zu werden.

Der schematische Aufbau des Detektors ist in Abb. 3.2 mit dem in H1 verwendeten Koordinatensystem gezeigt. Mit Vorwärtsrichtung wird die Protonstrahlrichtung bezeichnet. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt (In Abb. 3.2 mit einem × markiert).

Dieser Punkt wird von zylindrischen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben. Der Vorwärtsbereich wird durch ein separates Spurkammernsystem $\boxed{3}$ abgedeckt. Die Spurkammern sind von einem Flüssig-Argon-Kryostaten $\boxed{15}$ umgeben. Dieser beherbergt zum einen den inneren, elektromagnetischen Teil $\boxed{4}$ des Kalorimeters und den äußeren, hadronischen Teil $\boxed{5}$. Im Rückwärtsbereich, in dem primär das gestreute Elektron nachgewiesen wird, befindet sich ein warmes Spaghetti-Blei-Szintillations-Kalorimeter $\boxed{12}$, ebenfalls aus einer elektromagnetischen und hadronischen Komponente bestehend.

Das LAr-Kalorimeter ist von einem supraleitenden Solenoiden $\boxed{6}$ umgeben, der ein homogenen Magnetfeld von 1.15 T erzeugt. Das Rückflußjoch $\boxed{10}$ wurde mit

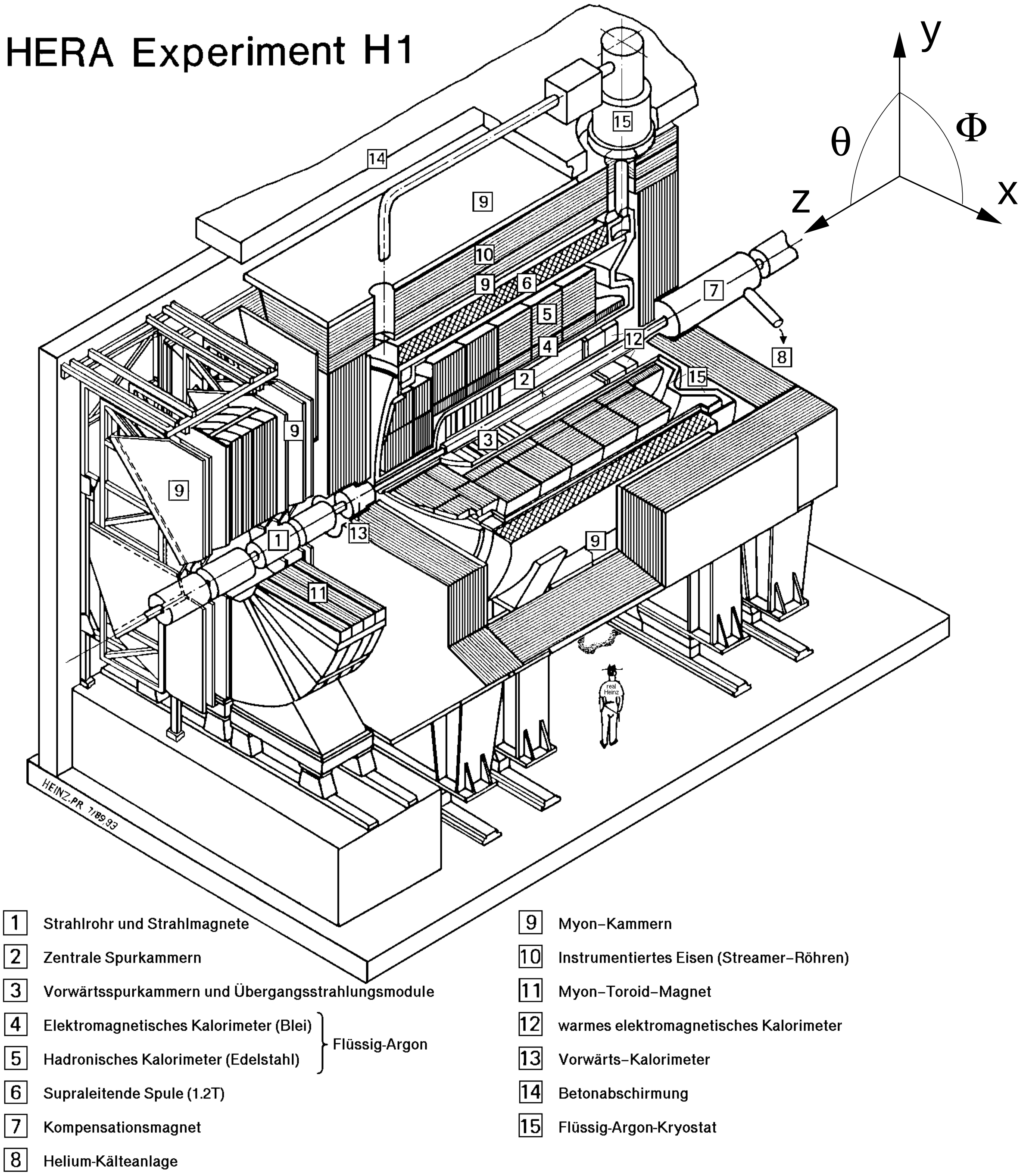

Abbildung 3.2: *Schematische Ansicht des H1-Detektors.*

Streamer-Kammern ausgerüstet, die hauptsächlich zum Nachweis von Myonen verwendet werden.
In Vorwärtsrichtung befindet sich ein Myonspektrometer [9] mit einem Sandwich-Toroidmagneten [11].
Abseits des Hauptdetektors befinden sich in Elektronrichtung ein Elektron- und Photontagger zur Luminositätsmessung, sowie in Protonrichtung ein Protontagger, Protonspektrometer und Neutronenzähler. Gegenstand des weiteren Kapitels ist die Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Komponenten des H1-Detektors.

3.2.1 Spurkammern

Abb. 3.3 zeigt die schematische Seitenansicht der H1 Spurkammern. Ihre Aufgabe ist die Identifikation und Impulsmessung geladener Teilchen, sowie die Rekonstruktion des Ereignisvertex. Entsprechend diesen Aufgaben gibt es unterschiedliche Spurkammern, die im folgenden beschrieben werden sollen.

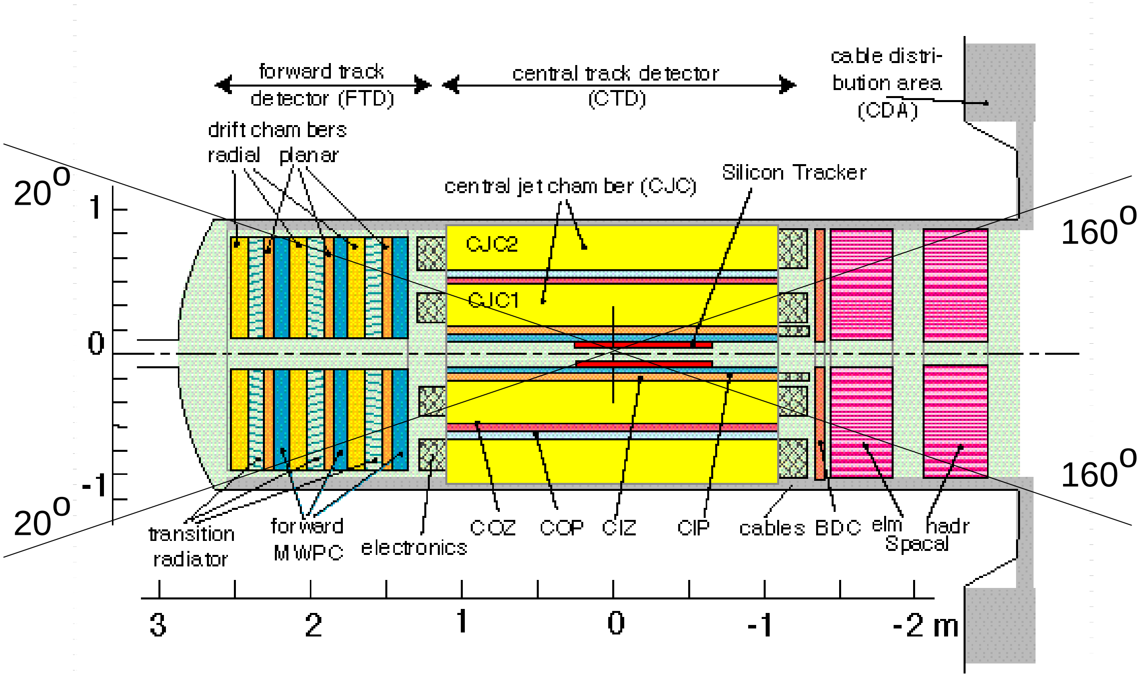

Abbildung 3.3: *Schematische Seitenansicht der Spurkammern in H1.*

Ergänzt wurde das Spurkammernsystem 1996 durch zwei Silikon-Vertex-Detektoren. Der zentrale Silikon-Vertex-Detektor (CST) dient der Verbesserung der Vertexauflösung($\Delta z \approx 60\,\mu m$) in Zusammenarbeit mit den zentralen Spurkammern, während der rückwärtige Silikon-Vertex-Detektoren (BST) eine Vertexbestimmung bis zu Streuwinkeln von 175^0 erlaubt.

3.2.1.1 Zentrale Driftkammern

Die Spurrekonstruktion im Bereich von 25^0 bis 155^0 erfolgt über vier Driftkammern. Zwei Kammern dienen der Rekonstruktion in der $r\phi$-Ebene (CJC1,CJC2; Central Jet Chambers) und zwei der Rekonstruktion der z-Koordinate (CIZ/COZ; Central Inner/Outer Z-Chambers).

Abb. 3.4 zeigt einen radialen Querschnitt durch die zentralen Spurkammern. Die Signal- und Driftfeld-Drähte der CJC1/2 sind parallel zur z-Achse aufgespannt. Die Drahtreihen sind dabei gegen die Radialrichtung um 30^0 gedreht, damit die Driftrichtung senkrecht zu einer vom Strahlrohrmittelpunkt kommenden Spur liegt. Die Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 170\mu m$. Die Position in Strahlrichtung kann aus dem differentiellen Signal zwischen den Drahtenden mit einer Genauigkeit von $\sigma_z = 22\,mm$ bestimmt werden.

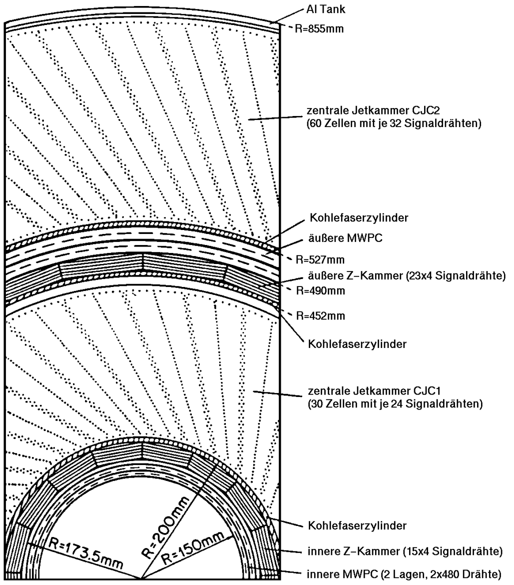

Abbildung 3.4: *Radialansicht der zentralen Spurkammern.*

Die Drähte der CIZ/COZ sind ringförmig um die Strahlachse in vier Lagen aufgespannt. Die innere z-Kammern ist dabei in 15 und die äußere in 24 Segmente unterteilt. Die Effizienzen der einzelnen z-Kammern liegt bei 98%. Die Auflösung in z liegt bei $\sigma_z = 260\,\mu m$ für die CIZ und $\sigma_z = 200\,\mu m$ für die COZ. Die wichtigsten Parameter der Driftkammern sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Der Impulsbetrag und das Ladungsvorzeichen wird über die Krümmung im Magnetfeld bestimmt. Die Homogenität des Magnetfelds beträgt $\Delta B/B \leq 2\%$. Der geringste Abstand zwischen Helixbahn und Strahlrohrmittelpunkt ist bestimmbar mit einer Genauigkeit von $\sigma_{DCA} = 0.42\,mm$. Eine Information zur Verbesserung der Teilchenidentifikation ist der spezifische Energieverlust dE/dx entlang einer Spur, der mit einer Genauigkeit von $\sigma_{dE/dx} = 10\%$ bestimmt werden kann.

3.2.1.2 Zentrale Proportionalkammern

Zwei Proportionalkammern (CIP/COP; Central Inner/Outer Proportional Ch.) werden zusammen mit der ersten Vorwärtsproportionalkammer für den L1-Trigger zur schnellen Vertexerkennung eingesetzt [61]. Dieser Trigger spielt in der Erkennung der Reaktion $\gamma p \rightarrow (J/\psi \rightarrow ee) + X$ eine wichtige Rolle. CIP und COP bestehen jeweils aus einer Doppellage von Drähten. Die CIP ist 60-fach und die COP 18-fach in z-Richtung segmentiert. Beide sind 16-fach in ϕ unterteilt. Ein einzelnes Element dieser vier $z\phi$-Gitter wird *Pad* genannt.

Kommt es zu einer Koinzidenz von vier(drei) getroffenen Pads in den verschiedenen Lagen, wird daraus ein sogenannter *Strahl* gebildet (s. Abb. 3.5). Dieser besteht

	Einh.	**CJC1**	**CJC2**	**CIZ**	**COZ**
Innerer Radius	(mm)	203	530	173.5	460
Äußerer Radius	(mm)	451	844	200	485
Aktive Länge Δz	(mm)	2200		1800	2150
Anzahl Driftzellen(Segmente)		30	60	15	24
Anzahl Signaldrähte/Zelle		24	32	4	
Ortsauflösung $\sigma_{r\phi}$	(mm)	0.17		28	58
Ortsauflösung σ_z	(mm)	22		0.26	0.20
Impulsauflösung σ_p/p^2	(GeV^{-1})	< 0.003			
$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Auflösung		$\sigma(\mathrm{d}E)/\mathrm{d}E = 10\%$			

Tabelle 3.2: *Technische Kennzahlen der Driftkammern.*

aus einer auf die z-Achse zeigende Gerade. Alle Strahlen werden in ein z-Vertex-Histogramm mit 16 Intervallen in einem Bereich von $[-43.9, 43.9]$ *cm* um den nominellen Wechselwirkungspunkt eingetragen. Aus diesem zVertex-Histogramm werden Triggerelemente gebildet, die in Kombination mit anderen Triggerelementen verwendet werden. Z.B. gibt es ein Triggerelement (ZVTX_T0), das feuert, wenn es mindestens einen Eintrag in das z-Vertex-Histogramm gibt.

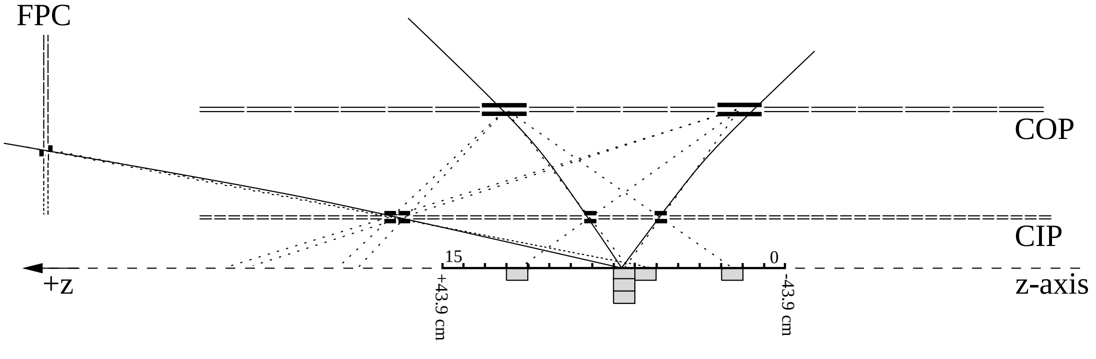

Abbildung 3.5: *Der z-Vertex-Histogramm-Trigger.*

Desweiteren wird eine topologische Karte im Raumwinkel mit einer 224-fachen Segmentierung erstellt. Die Segmentierung der Karte ist der Unterteilung des Kalorimeters in Großtriggertürme angepaßt. Damit ist eine Koinzidenzbestimmung mit dem Kalorimeter möglich. Zum anderen wird die Karte dazu benutzt, um Ereignisse mit genau zwei gegenüberliegenden Spuren zu erkennen.

Beide Möglichkeiten werden im H1-Experiment für das Triggern von J/ψ-Ereignissen verwendet.

3.2.1.3 Vorwärtsspurkammern

Die Vorwärtsspurkammern dienen der Spurerkennung im Bereich von $5^0 - 25^0$. Sie bestehen aus drei Modulen mit jeweils einer planaren und radialen Driftkammer, sowie einer Proportionalkammer. Folien aus Polypropylen sorgen für die Erzeugung von Übergangsstrahlung. Die Spursegmente werden, sofern möglich, auch mit Spursegmenten der zentralen Spurkammern verknüpft, um die Spurrekonstruktion zu verbessern.

3.2.1.4 Rückwärtige Driftkammer

Eine rückwärtige Driftkammer(BDC) bei $z = 1.423m$ mit einer Länge von $81mm$ dient der Bestimmung von Auftreffpunkten geladener Teilchen in der $r\phi$-Ebene im Bereich $154^0 \leq \theta \leq 177^0$. Sie besteht insgesamt aus 8 Drahtlagen. Durch eine radiale Auflösung von $\sigma_r = 0.4mm$ und eine azimutale Auflösung von $\sigma_\phi = 2mm$ wird durch die BDC die Winkelrekonstruktion verbessert.

3.2.2 Kalorimeter

Eine maßgebliche Komponente des H1-Experiments ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) [62]. Es dient der Energiemessung und der Teilchenidentifikation von Elektronen, Myonen oder hadronischen Schauern. Dabei wird ein Winkelbereich von $4^0 \leq \theta \leq 155^0$ überdeckt. Die kleine Lücke in Vorwärtsrichtung zwischen $0.5^0 \leq \theta \leq 3.5^0$ wird durch ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter geschlossen, während die Rückwärtsrichtung zwischen $153^0 \leq \theta \leq 177.5^0$ durch ein Spaghetti-Blei-Szintillationskalorimeter [63] eingenommen wird.

3.2.2.1 Das LAr-Kalorimeter

Das LAr-Kalorimeter ist ein Schichtkalorimeter, in dem Absorberplatten aus Blei oder Stahl abwechseln mit aktivem Ionisationsmaterial, in diesem Fall flüssigem Argon. Es ist nicht kompensierend. Hadronische Schauer müssen durch ihre Struktur (größere Schauertiefe und -ausbreitung) von den elektromagnetischen Schauern unterschieden werden, bevor die deponierte Energie errechnet werden kann. Entsprechend dieser Unterscheidung ist das Kalorimeter unterteilt in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil. Ein Querschnitt ist in Abb. 3.6 dargestellt.

Das Kalorimeter besitzt 45000 Auslesezellen mit einer jeweiligen Auslesefläche von $(10-100)cm^2$. Diese feine Granularität ermöglicht Teilchenidentifikation über Schauerprofile [62]. Die Energieauflösung ist durch die statistische Fluktuation an ionisierten Elektronen in den aktiven Schichten dominiert. Sie beträgt $\sigma(E)/E \simeq 12\%/\sqrt{E(GeV)}$ für Elektronen und $\sigma(E)/E \simeq 50\%/\sqrt{E(GeV)}$ für Pionen [62].

Der Trigger des Kalorimeters arbeitet mit den ausgelesenen Energien in einer gröberen Granularität. Eine analoge Elektronik summiert über mehrere Zwischenstufen die Signale der Auslesezellen zu 240 digitalen 8bit FADC-Energiesummen auf, die *Bigtower* genannt werden. Die Struktur der Bigtower orientiert sich an

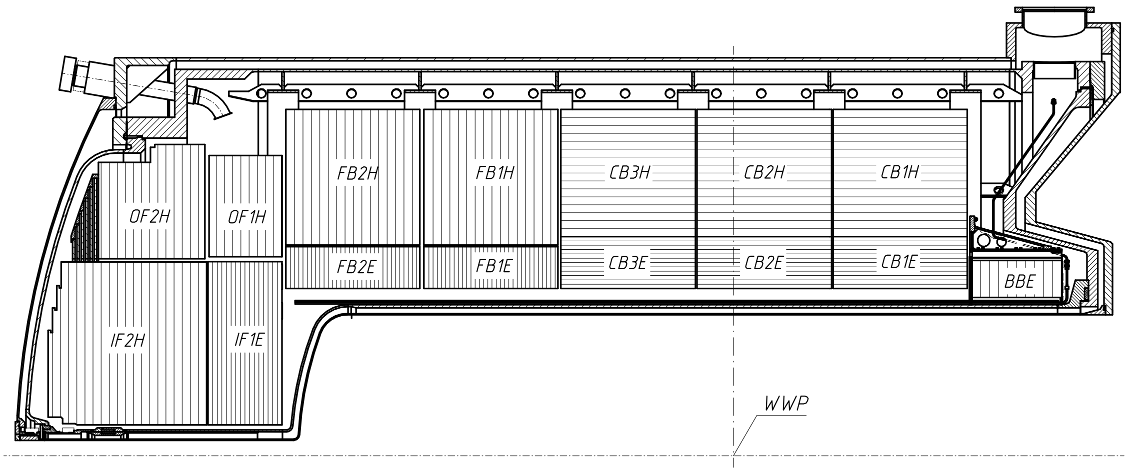

Abbildung 3.6: *Schematische Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Zu sehen ist die Segmentierung des Kalorimeters in acht Räder (BBE - IF2), sowie die Orientierung der Absorberplatten in den Segmenten.*

vom Wechselwirkungspunkt wegzeigenden Strahlen. Aus diesen Bigtowern werden topologische Summen wie z.B. die (fehlende) Transversalenergie gebildet und über Schwellen Triggersignale gebildet.

3.2.2.2 Das SpaCal-Kalorimeter

Das SpaCal (*Spaghetti Calorimeter*) [63] ist ein Blei-Szintillations-Kalorimeter, das über $0.5\,mm$ dünne optische Fiberstränge ausgelesen wird. Es ersetzte im Jahr 1995 ein konventionelles Blei-Szintillations-Kalorimeter. Für diese Arbeit leistet das SpaCal einen wichtigen Beitrag für das Erkennen und Triggern von Elektronen.
Das Kalorimeter (Abb. 3.7) besteht aus einem elektromagnetischen und hadronischen Teil. Die aktive Länge der Module beträgt $250\,mm$, was 28 Strahlungslängen X_0 entspricht. Die Zellgröße von $40.5 \times 40.5\ mm^2$ orientiert sich an dem Molière-Radius [64] von $25.5\,mm$ und erlaubt Positionsbestimmungen mit wenigen mm Genauigkeit.

Für Hadronen besitzen elektromagnetischer und hadronischer Teil zusammen eine Absorptionslänge(λ_{abs}) von 2.02. Die Energieauflösung beträgt für elektromagnetische Schauer $7.5\%\sqrt{E} \oplus 2.5\%$ und und für Hadronen $13\%\sqrt{E} \oplus 3\%$. Der Trigger des SpaCals wird in Kapitel 6 detailliert beschrieben.

3.2.3 Das Luminositätsmeßsystem

Die Luminosität wird im H1-Experiment über den Bethe-Heitler-Prozeß [65] $ep \rightarrow ep + \gamma$ bestimmt. Der Hauptuntergrund stammt von Bremsstrahlungsereignissen mit dem Restgas im Strahlrohr $eA \rightarrow eA\gamma$. Dieser kann aber einfach durch Untersuchung von Daten mit Elektronbündeln ohne Protonpartnerbündel bestimmt werden. Der Anteil dieser Ereignisse liegt bei etwa 10%. Der Prozeß wird durch eine Ko-

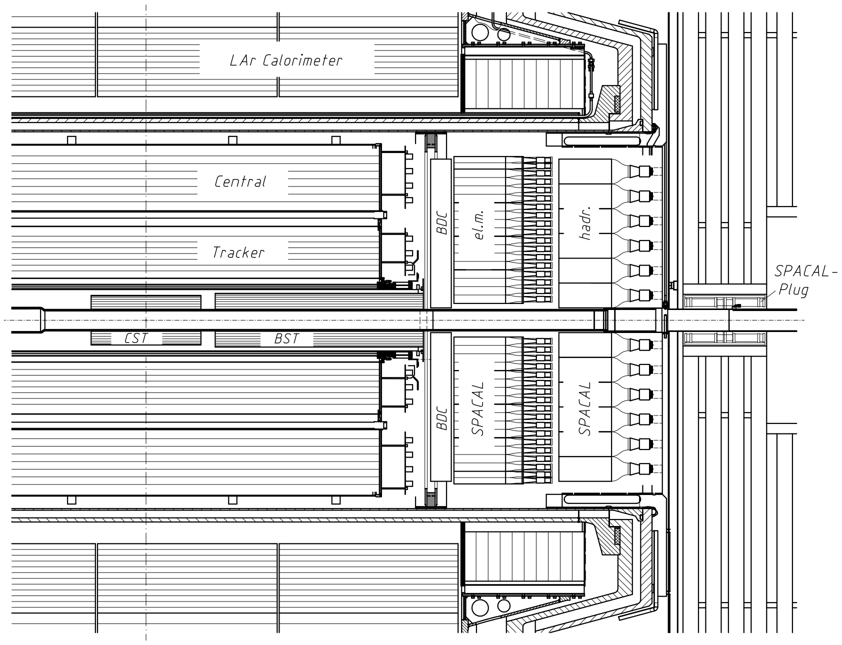

Abbildung 3.7: *Seitenansicht des SpaCal-Kalorimeters.*

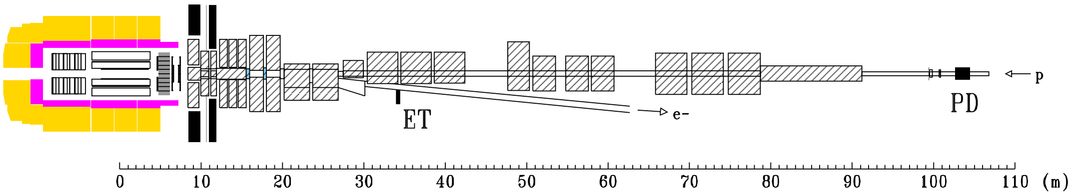

Abbildung 3.8: *Das H1 Luminositätsmeßsystem. Der H1 Detektor ist in radialer Richtung komprimiert dargestellt.*

inzidenzmessung zwischen einem Photondetektor (PD) bei $z = -103\,m$ und einem Elektron-Tagger (ET) bei $z = -33\,m$ nachgewiesen. Die Position beider Detektoren relativ zum Detektor und den Strahlmagneten ist in Abb. 3.8 wiedergegeben.
Die Photonen verlassen das Strahlrohr durch ein Fenster bei $z = -92m$. Ein Bleifilter(2 X_0) sowie ein Cerenkov-Zähler(1 X_0) schützen den PD vor Synchrotronstrahlung. Gestreute Elektronen verlassen durch einen Satz von Quadrupol- und Ablenkmagneten über ein Fenster bei $z = -27m$ das Strahlrohr, bevor sie auf den ET treffen. Die Akzeptanz des ET(PD) für den Bethe-Heitler-Prozeß beträgt 48%(98%). Photoproduktionsereignisse mit $0.2 < y < 0.8$ und $Q^2 \leq 0.01\ GeV^2$ können mit eingeschränkter Akzeptanz über den ET nachgewiesen werden.

3.2.4 Detektoren im Vorwärtsbereich

Im Winkelbereich von $4^0 \leq \theta \leq 17^0$ befindet sich vor dem LAr-Kalorimeter das Vorwärtsmyonspektrometer. Das Spektrometer besteht aus zwei Driftkammern vor und hinter einem Eisen-Toroidmagneten mit $1.6\,T$.
Der eigentliche Zweck dieses Detektors besteht im Nachweis von Myonen mit einem Impuls $p > 5\,GeV$. In dieser Arbeit wird dieses Spektrometer zum Nachweis von Sekundärteilchen proton-dissoziativer Ereignisse verwendet.
Ein Proton-Remnant-Tagger [66] befindet sich in Protonstrahlrichtung bei $z = 24m$. Zwei Lagen von 7 Szintillationszählern decken den Polarwinkelbereich von $0.06^0 \leq \theta \leq 0.25^0$ ab. Er wird in dieser Arbeit ebenfalls zum Nachweis von Sekundärteilchen aus der Proton-Dissoziation verwendet.

3.2.5 Der Trigger

Aufgabe des Triggers ist es, die interessierenden *ep*-Kollisionen zu selektieren und Untergrundereignisse zu verwerfen. Die Rate an Untergrundereignissen von $\mathcal{O}(100kHz)$ übertrifft die der *ep*-Kollisionen um mehrere Größenordnungen. Die Quellen dieser Untergrundereignisse sind:

Strahl-Gas-Ereignisse Kollisionen von Protonen mit den Restgasatomen im Vakuum des Strahlrohrs ($p \sim 10^{-9} mbar$) sind eine wesentliche Untergrundquelle. Die Schwerpunktsenergie einer p-p-Kollision mit $E_p = 820\,GeV$ und einem ruhenden Target ist $39\,GeV$. Durch Experimente bei vergleichbaren Energien am ISR(CERN) weiß man, daß der totale Wirkungsquerschnitt bei $39\,GeV$ etwa $40\,mb$ beträgt. pN-Stöße können bei diesen Energien als Nukleon-Nukleon-Reaktion mit einer sich anschließenden intranuklearen Kaskadenreaktion verstanden werden, wobei der Wirkungsquerschnitt mit $A^{2/3}$ skaliert. Bei einem Protonstrom von $100\,mA$ ergibt eine Abschätzung eine Ereignisrate von $1kHz/m$ [67]. Unter der Berücksichtung, daß über Sekundärwechselwirkungen auch Ereignisse in bis zu hundert Meter Abstand vom Detektor Signale im Detektor hervorrufen können, liegt diese Abschätzung in der Größenordnung der beobachteten Untergrundrate.

Strahl-Wand-Ereignisse Aus der Bahn geratene Protonen können Strahlrohrkomponenten auch direkt treffen. Bevorzugt tritt diese Reaktion an den Kollimatoren auf. Sie ist von Sekundärwechselwirkungen von Strahl-Gas-Ereignissen nicht zu unterscheiden.

Synchrotronstrahlung Durch die Strahladjustierung des Elektronstroms vor der Wechselwirkungszone wird Synchrotronstrahlung erzeugt. Kollimatoren reduzieren die Ereignisrate in den inneren Spurkammern in den beherrschbaren Bereich.

Kosmische Strahlung Kosmische Strahlung trifft den Detektor mit einer Rate von etwa $10^3\,Hz$. Wird ein Vertex aus der Wechselwirkungszone verlangt, reduziert sich diese Rate auf $0.1\,Hz$. Eine Beschränkung auf Zeitfenster mit Bündelkollisionen reduziert diese Rate noch weiter. Für den Trigger ist dieser Untergrund unkritisch.

Der H1 Trigger hat die Aufgabe, diese Untergrundereignisse zu verwerfen, und Physikereignisse mit einer Rate bis zu etwa $10\,Hz$ zu selektieren. Dazu muß für jede Bündeldurchdringung im Abstand von $96\,ns$ (1.B.C.) eine Entscheidung gefällt werden, ob ein interessantes Ereignis vorliegt. Wegen der hohen Ereignisrate arbeitet der Trigger in mehreren Stufen (s. Abb. 3.9) [68].

Stufe 1 (L1) Da die gesamten Triggerdaten, begrenzt durch Drift-, Sammel- und Übertragungsgeschwindigkeiten, erst nach $2.3\mu s$ vorliegen, werden die Daten in einer Pipeline gehalten, bis das zentrale Triggersystem nach 24 B.C. aus der Triggerinformation von neun verschiedenen Subdetektoren eine globale L1 Entscheidung fällt. Die Triggersignale einzelner Subdetektoren werden *Triggerelemente* genannt. Insgesamt können bis zu 192 solcher Signale vorliegen. L1 bildet aus diesen Triggerelementen mittels logischer Verknüpfungen und Schwellenvergleichen 128 sogenannte *Subtrigger*. Ist eine solche Subtriggerbedingung erfüllt, wird ein *L1Keep*-Signal erzeugt und das Experiment angehalten. Subtrigger können einzeln (de-)aktiviert und mit Zählern skaliert werden. Damit lassen sich Ereignisraten so adjustieren, daß die mittlere Totzeit in einem Bereich $< 10\%$ liegt. L1 selbst verursacht durch die Pipeline keine Totzeit. Totzeit entsteht erst, wenn das Experiment durch L1 angehalten wurde. Die Ausgangsrate soll deshalb $1\,kHz$ nicht wesentlich überschreiten.

Stufe 2 (L2) Während L1 nur die Triggerelemente als Information von den einzelnen Subtriggern erhält, steht in der zweiten Triggerstufe die gesamte Information zur Verfügung, aus der diese Triggerelemente in L1 berechnet wurden. Wesentliche Aufgabe der zweiten Triggerstufe ist, Korrelationen aus Daten mehrerer Subdetektoren zu erkennen und eine topologische Mustererkennung zu verwirklichen.
Die maximale Entscheidungszeit beträgt $20\,\mu s$. Akzeptiert L2 ein Ereignis, wird die Detektorauslese eines Ereignisses gestartet, anderenfalls wird die L1-Pipeline unmittelbar wieder in Gang gesetzt.
Es werden zwei verschiedene Hardware-Trigger eingesetzt, die *neuronaler* [69] und *topologischer* [70] L2 Trigger genannt werden. Der neuronale L2 Trigger wird im nachfolgenden Kapitel ausführlich besprochen. Der L2 Trigger ist analog zu L1 aus Triggerelementen und Subtriggern aufgebaut, die skalierbar sind. Über eine Matrix wird entschieden, welche L1 Subtrigger mit welchen L2 Subtriggern verknüpft werden.

Stufe 3 (L3) Die dritte Stufe erhält dieselben Daten wie L2, ist jedoch als gewöhnlicher Mikroprozessor realisiert. Damit sind Algorithmen in üblichen Programmiersprachen verwirklichbar. Die Entscheidungszeit beträgt $800\,ms$. Bisher wurde diese Stufe nicht eingesetzt.

Stufe 4 (L4) Diese Stufe ist die erste asynchrone Stufe. Sie ist in Form einer Prozessorfarm mit 36 Mikroprozessoren realisiert.

Über einen optischen Fiberring werden die Daten der verschiedenen Detektorkomponenten in einem Ereignispuffer mit einer Kapazität von 30 Ereignissen gesammelt. Nachdem alle Komponenten ausgelesen sind, wird L1 wieder freigegeben. Jeweils ein L4-Prozessor holt sich ein Ereignis aus dem Puffer, und führt eine partielle Ereignisrekonstruktion durch. Durch Anwendung mehrerer Selektionsalgorithmen wird entschieden, ob das Ereignis permanent gespeichert oder verworfen werden soll. Die maximale Eingangsrate liegt bei etwa $40\,Hz$. Die Ausgangsrate muß auf etwa $10\,Hz$ gesenkt werden, da die Datentransferrate auf etwa $1.2\,MByte/s$ begrenzt ist und ein komprimiertes Ereignis ungefähr eine Größe von $(50-100)\,kByte$ besitzt.

3.2.6 Datenspeicherung und -rekonstruktion

Hat ein Ereignis L4 passiert, werden die Daten an einen SGI Challenge Multiprozessorrechner im DESY Rechenzentrum übertragen. Dort stehen 500 GByte Platten- und ca. 40 TByte an Bandspeicherplatz zur Verfügung. Die Rohdaten werden auf Band gespeichert. Innerhalb weniger Tage werden diese Daten einer vollständigen Rekonstruktion unterworfen. Diese wird ebenfalls von der SGI Challenge durchgeführt. Daran anschließend werden Vorselektionsalgorithmen angewandt, die Ereignisse klassifizieren und darüber entscheiden, ob ein Ereignis permanent auf Platten für Physikanalysen verfügbar gemacht wird.
Diese abschließende Vorselektionsstufe wird deshalb in Analogie zu den Triggerstufen L5 genannt (s. Abb. 3.9 unten). Die permanent auf Platten gespeicherten Ereignisse sind in der Datenmenge weiter komprimiert, indem nur noch physikalisch relevante Variablen abgespeichert werden (z.B. Spuren statt Drahttreffer).

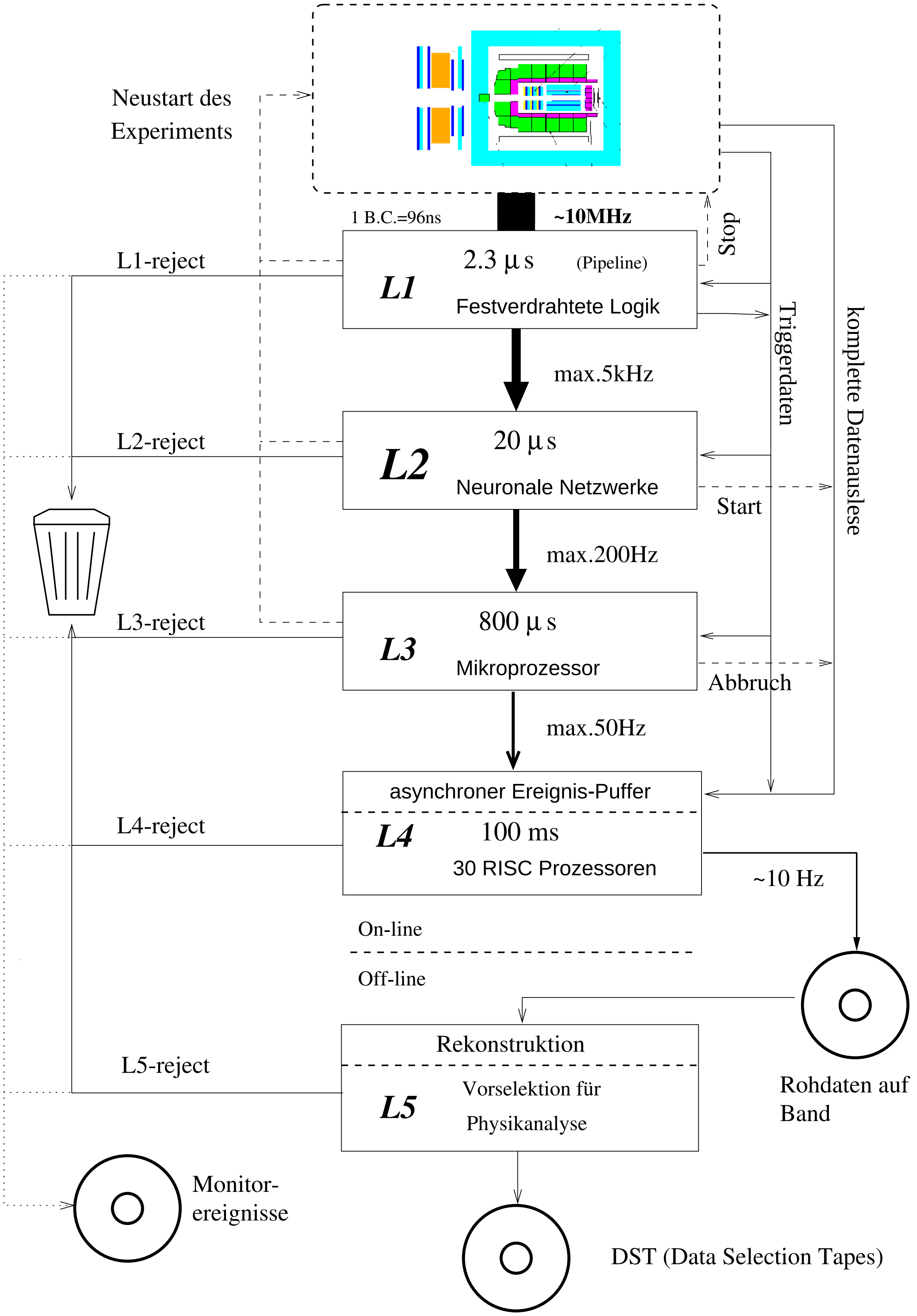

Abbildung 3.9: *Das Trigger- und Datennahmesystem des H1-Experiments. Signale sind gestrichelt, Datenflüsse durchgezogen und gepunktet dargestellt. Die angegebenen Raten sind maximale Designwerte.*

4

Der neuronale L2 Trigger

In Photoproduktion zeichnet sich die Reaktion $ep \to ep(J/\psi \to ee,\ \mu\mu)$ im H1-Detektor durch geringe Energiedepositionen und Spurmultiplizitäten im Vergleich zu Untergrundereignissen aus. Die erste Triggerstufe von H1 ist nur um den Preis relativ hoher Triggerraten in der Lage, diese Physikklasse effizient zu triggern.
Durch die besondere Ereignistopologie bietet sich für diese Ereignisse an, über die zweite Triggerstufe effizientere Trigger mit geringeren Raten zu verwirklichen. Im Jahre 1996 wurden mehrere L2 Triggerelemente für J/ψ-Ereignisse auch im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen. Deshalb soll dem neuronalen L2 Trigger ein eigenes Kapitel gewidmet werden.
Die primäre Ereignisauswahl erfolgt durch den L1 Trigger. Er nutzt die Koinzidenz von Schwellen-, Spur- und Vertextriggern mit Vetobedingungen aus, um die gegebene Paketkollisionsfrequenz von $10\,MHz$ in den kHz-Bereich und darunter zu senken. Ist dies für eine bestimmte Ereignisklasse nicht möglich, so besteht in der Stufe L1 nur die Möglichkeit, über einen Skalierungsfaktor die Rate auf einen akzeptablen Wert zu senken. Um diesen Skalierungsfaktor vermindert sich dann aber auch die nutzbare Luminosität dieser Ereignisklasse.
Der nächsthöheren Triggerstufe L2 stehen weitgehend dieselben Triggerdaten zur Verfügung, aus denen die L1 Triggerelemente gebildet wurden. Um einen Informationsgewinn relativ zu L1 zu erzielen, muß L2 deshalb über die Möglichkeiten von L1, wie z.B. Schwellenvergleich und logische Verknüpfung, hinausgehen. Das ist möglich durch Ausnutzung von Korrelationen, z.B. durch eine topologischer Kombination von Spuren mit Energiedepositionen im Kalorimeter.
Bei H1 gibt es dafür zwei Systeme mit jeweils unterschiedlicher Hardware [69–71]. Ein System, *neuronaler L2 Trigger* genannt, benutzt frei programmierbare Parallelrechner, auf denen bevorzugt neuronale Netze implementiert sind. Dieser Trigger soll hier im weiteren diskutiert werden, da im Rahmen dieser Arbeit mit diesem System Trigger für die J/ψ-Produktion in H1 entwickelt und eingesetzt wurden.
Die im ersten Betriebsjahr 1996 eingesetzten Netze sind in Anhang B beschrieben.

4.1 Aufgaben des L2 Triggers

Der Entscheidungszeitraum, der L2 zur Verfügung steht, beträgt 20 μs. Damit ist die durch von L2 verworfenen Ereignissen verursachte Totzeit bei einer maximalen Eingangsrate von 5 kHz kleiner als 10%. Mit einem von L2 verworfenen Ereignis ist Totzeit verknüpft, da durch ein L1-Keep-Signal das Experiment angehalten wurde, um eine Datenauslese zu ermöglichen. Ein Verwerfen des Ereignisses durch L2 verhindert den Beginn der Datenauslese und reduziert die Totzeit um $\sim$ 100 ms, welche durch die Auslese entstanden wäre. Stattdessen geht dem Experiment nur das Zeitintervall bis zur L2-Entscheidung verloren.
Da die dritte Triggerstufe L3 noch nicht benutzt wird, bestand die Vorgabe, die Eingangsrate nach L2 in den Bereich von 30 Hz zu drücken. Es wurden 1996 deshalb auch nur L1-Raten von $\mathcal{O}(100) Hz$ zugelassen, so daß die über L2-Entscheidungen induzierte Totzeit vernachlässigbar war.
Als wesentliche Aufgaben von L2 können angesehen werden:

- Triggern untergrundnaher Ereignisklassen mit hohen Raten und geringer Statistik: z.B. exklusive Photoproduktionskanäle, denen das gestreute Elektron als Triggermöglichkeit fehlt.
- Verwerfen von Untergrund mittels topologischer Information: das betrifft z.B. Strahl-Gas-Ereignisse mit einer ausgeprägten vorwärtsgerichteten Topologie und vielen nicht auf den Vertex zeigenden Spuren.
- Stabilisieren von schwankenden L1 Raten: mehrere der L1-Schwellentrigger sind empfindlich gegen schlechte Strahlbedingungen, und verursachen in solchen Situationen unakzeptable globale Totzeitanteile.

Künstliche neuronale Netze [72, 73] erfüllen die oben gestellten Anforderungen. Dabei werden in einem Regressionsverfahren (*Training*) aus Physik- und Untergrunddaten der jeweiligen Ereignisklasse die freien Parameter eines neuronalen Netzes festgelegt. Das neuronale Netz wird in der Triggerphase dazu benutzt, einen Ausgabewert zu berechnen, der zwischen Untergrund und Physik diskriminiert.
Realisiert wird das neuronale Netz auf einem frei programmierbaren CNAPS[1] Parallelrechner. Die Anzahl von L2-Daten (bis zu 8$KByte$) eines Ereignisses erzwingt eine parallele Selektion und Aufbereitung dieser Daten, diese wird durch eine Vorverarbeitungskarte (DDB[2]) geleistet. Das Triggerresultat wird an die zentrale Triggerlogik (CTL2[3]) weitergeleitet, und dort zusammen mit den L1-Entscheidungen für eine endgültige L2-Entscheidung ausgewertet.
Trigger in Form von neuronalen Netzen zu realisieren, hat mehrere Vorteile:

- es gibt nur einen Algorithmus für eine Vielzahl verschiedener Trigger.
- damit ist nur eine Form der Hardware-Implementierung für all diese Trigger erforderlich.

---

[1] **C**onnected **N**etwork of **A**daptive **P**rocessor**S**

[2] Data Distribution Board

[3] **C**entral **T**rigger **L**ogic for level **2**

- die Daten werden effizienter als auf L1 verarbeitet (neuronale Netze nutzen Korrelationen in optimierter Weise aus).
- der Trigger kann durch ein erneutes Training an veränderte Bedingungen angepaßt werden.
- neuronale Netze nutzen versteckte Korrelationen und erreichen so oft höhere Triggereffizienzen als konstruierte Algorithmen.
- die Adjustierung von Parametern beschränkt sich auf die Triggerschwelle, wenn die internen Parameter des Netzes festliegen.
- das Training neuronaler Netze erfordert nur einen geringen Zeitaufwand.

Es bestehen aber auch Nachteile:

1) Im Training unterrepräsentierte Signaturen haben tendenziell eine schlechtere Triggereffizienz.

2) Abhängigkeiten von physikalischen Variablen wie der Energie sind a priori unbekannt und müssen analysiert werden.

3) Größere Datenfelder mit geringer Informationsdichte lassen sich nur schwer verwerten, da die Zahl der zu adjustierenden freien Parameter eines neuronalen Netzes sehr hoch wird. Eine hohe Statistik an Daten wird dann benötigt.

Die in Punkt 2) angeführten notwendigen Analysen sind für neuronale Netze nicht immer einfach. Für einen Trigger, der direkt in eine physikalische Größe schneidet, z.B. dem globalen Transversalimpuls, ließen sich dagegen theoretische Vorhersagen machen. Essentielle L1-Trigger bei H1, wie der Vertex-Trigger, haben aber den gleichen Nachteil.
Die Verwendung eines freiprogrammierbaren Parallelcomputers im neuronalen L2 Trigger hat den Vorteil, alternative algorithmische Lösungen verwirklichen zu können. So ist als Teil dieser Arbeit für die elastische J/ψ-Produktion in Rückwärtsrichtung ein Algorithmus entwickelt worden, der auf zwei isolierte gegenüberliegende Energieschauer in der $r\phi$-Ebene triggert. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich mit den verschiedenen für L2 entwickelten Algorithmen.

4.2 Algorithmen

4.2.1 Neuronale Netze

Biologisches und mathematisches Modell des Neurons

Das menschliche Gehirn ist eine der komplexesten Strukturen, die uns bekannt ist. Um so bemerkenswerter ist die Tatsache, daß der funktionsgestaltende Teil unseres Gehirns nur aus einem Typ von Zellen besteht, der als Nervenzelle oder *Neuron* bezeichnet wird.

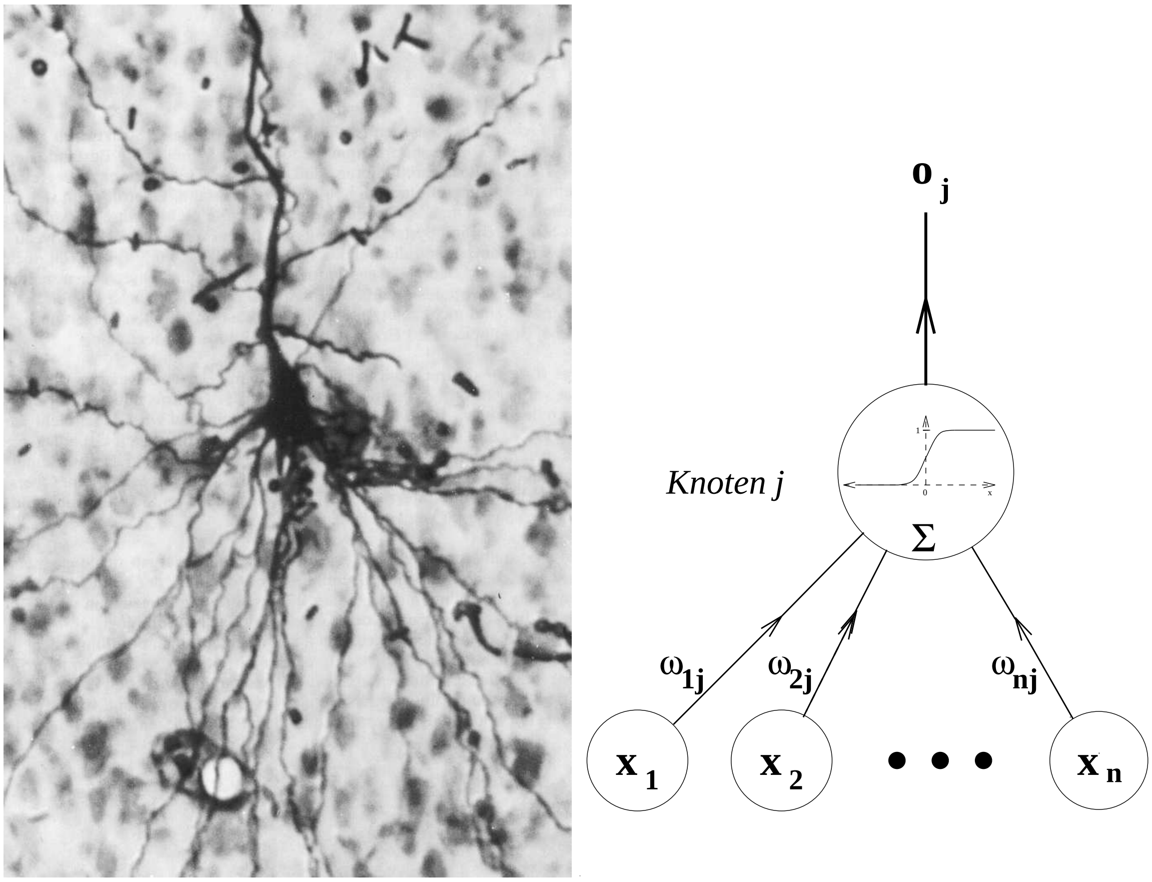

Abbildung 4.1: **Links:** *Ein Neuron aus der Sehrinde einer Katze. Das Axon ist der etwas dickere, sich nach oben windende Fortsatz.* **Rechts:** *Das mathematische Modell eines Neurons. Die Eingabewerte* $\mathrm{x_i}$ *werden mit* ω_{ij} *individuell gewichtet und im Knoten* j *aufsummiert. Über die Aktivierungsfunktion wird aus der Summe das Ausgabesignal* $\mathrm{o_j}$ *gebildet.*

Ein Neuron besteht aus einem Zellkern und einer Vielzahl faserartiger Fortsätze. Nur einer dieser Fortsätze, das Axon, dient der Informationsweiterleitung; die anderen empfangenden Fortsätze heißen Dendriten. Das Axon gliedert sich an seinem Ende in bis zu 1000 dünne Ästchen auf, die an ihren Enden über dünne Spalte ($\sim 20\ nm$), Synapsen bezeichnet, mit den Dendriten der Empfängerneuronen Kontaktstellen bilden.

Die Signalübertragung geschieht innerhalb der Zelle auf elektrochemischem Wege durch Steuerung über Membranpotentiale und an den Synapsen chemisch über Neurotransmitter. Überschreitet das summierte Signal aller Dendriten einer Nervenzelle einen Schwellwert, *triggert* diese und sendet ein Signal über das Axon an die nachfolgenden Neuronen. Detaillierte Beschreibungen der Neurologie des Gehirns finden sich u.a. in [74–76].

Der mathematische Modellansatz, ein Neuron durch einen Summierverstärker mit individueller Gewichtung darzustellen, lehnt sich an das biologische Vorbild. Die Frage, in welcher Weise das Gehirn *Information* zu speichern vermag, ist nicht ein-

fach zu beantworten. Da die Funktionalität eines Neurons auf die Übertragung von Signalen beschränkt ist, kann die Information nur in den synaptischen Verbindungen und der Topologie des Gehirns selbst verborgen sein. Der Vorgang des Lernens wird so als Modellierung der Topologie und den synaptischen Stärken eines neuronalen Netzes verstanden.
Ein mathematisches Modellneuron (Abb. 4.1 rechts), im weiteren Knoten genannt, wird beschrieben durch

$$o_j = g\left(\sum_{i=1}^{N} \omega_{ij} x_i - t_j\right) . \tag{4.1}$$

Die Signale x_i eines Eingabeknoten i zu einem Neuron j werden mit dem Gewicht ω_{ij} multipliziert. Die Aktivität o_j ergibt sich nach der Summation über Anwendung einer Aktivierungsfunktion g. Die Wahl von g wird durch die Nebenbedingung, daß der Knoten j oberhalb einer Schwelle t_j ansprechen soll, eingeschränkt. McCulloch und Pitts verwendeten 1943 in einem ersten Modell [77] eine Stufenfunktion für g. Es ist jedoch biologisch plausibler, wie auch für den im weiteren beschriebenen Lernalgorithmus notwendig, eine differenzierbare, sigmoidale Funktion, wie die Fermi-Funktion

$$g(z) = \frac{1}{1 + \exp(-z)} \tag{4.2}$$

zu verwenden, deren dynamischer Übergangsbereich mit dem asymptotischen Sättigungsverhalten ($g(z) \to \{ {1 \atop 0}$ für $z \to \pm\infty$) der neurologischen Signalfunktion sehr nahekommt.

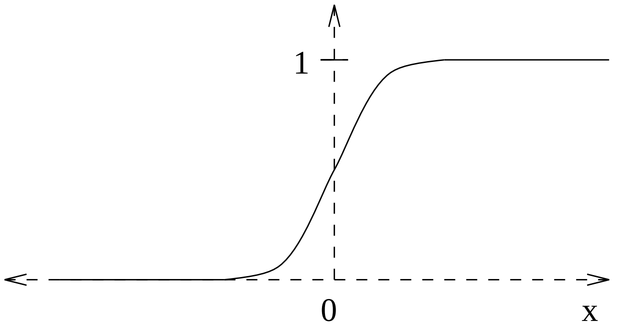

Abbildung 4.2: *Die Fermi-Funktion als sigmoidale Aktivierungsfunktion.*

Das Feedforward-Netz

Die Topologie oder Architektur ist mitentscheidend für Funktionalität und Leistungsfähigkeit eines neuronalen Netzes. Wesentliche Merkmale sind Signalrichtung, Verknüpfungsstruktur und Größe eines Netzes. Diese Arbeit beschränkt sich auf in Schichten angeordnete, vorwärtsgekoppelte Netze, da dies den einfachsten Netzwerktyp darstellt, mit dem sich die Aufgabe, eine multidimensionale Triggerfunktion zu konstruieren, bewältigen läßt. Das Triggern in einem Experiment ist gleichbedeutend mit einem Klassifikationsproblem, wie z.B. das Erkennen eines Gesichtes. Ziel ist es, Physik- von Untergrundereignissen zu trennen.

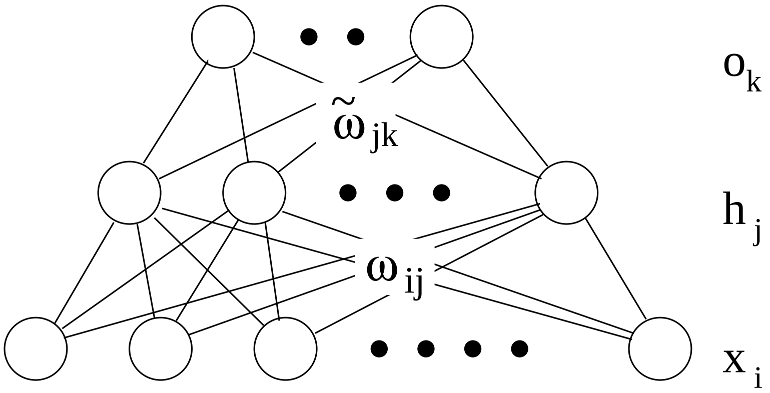

Abbildung 4.3: *Ein dreilagiges Feedforward-Netzwerk. $\vec{x}$ ist der Eingabevektor, $\vec{o}$ der Ausgabevektor und $\vec{h}$ der Ausgabevektor der versteckten Schicht.*

Die Anordnungen in Ebenen findet sich auch teilweise in der Biologie im Anschluß an Sensorfelder wie dem menschlichen Auge wieder.
Ein dreilagiges Netz ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die erste Schicht ist der Eingangsvektor x_j selbst, in unserem Fall L1-Triggerdaten. Das Wort *vorwärtsgekoppelt* (Feed-Forward) bezieht sich auf die Eigenschaft, daß nachfolgende Schichten ihre gesamte Information aus ihrer Vorgängerschicht erhalten und nur Information an eine Nachfolgeschicht weitergeben. Das erlaubt, die Gewichte in Form zweidimensionaler Matrizen darzustellen. Für andere Anwendungen kann die Verwendung komplexerer Netztypen sinnvoller sein [72].
Die Aktivität h_j des j-ten von m versteckten Knoten wird beschrieben durch

$$h_j = g\left(\sum_{i=0}^{n} \omega_{ij} x_i\right) . \tag{4.3}$$

Die Schwelle t_j kann durch Hinzunahme eines konstanten Eingabeknotens $x_0 = -1$ mit $t_j = x_0 \omega_{0j}$ in die Gewichtsmatrix absorbiert werden. Die Aktivität des k-ten Neurons o_k der Ausgabeschicht ist

$$o_k = g\left(\sum_{j=0}^{m} \tilde{\omega}_{jk} h_j\right) . \tag{4.4}$$

Für die Realisierung eines Triggers wird nur ein Ausgabeneuron o_0 benötigt. Um die Triggerfunktion

$$f_t(\vec{x}) = \begin{cases} 1; & o_0(\vec{x}) - t_0 > 0; \text{ Physik} \\ 0; & o_0(\vec{x}) - t_0 \leq 0; \text{ Untergrund} \end{cases} \tag{4.5}$$

darzustellen, wird eine Schwelle t_0 von $o_0(\vec{x})$ subtrahiert, der aus der experimentellen Randbedingung einer maximal zulässigen Rate abgeleitet wird.
Aus theoretischer Sicht ist eine Beschränkung auf dreilagige Feedforward-Netze unproblematisch, da mit Hilfe eines Theorems von Kolmogorov [78] gezeigt werden

kann [73, 79], daß damit unter wenig einschränkenden Randbedingungen jede kontinuierliche m-dimensionale Funktion mit n Eingabe-, $2n + 1$ versteckten und m Ausgabeknoten durch ein dreilagiges Netz approximiert werden kann.
Der Wert dieses Theorems ist aber erstens durch die a priori nicht konstruierbaren Aktivierungsfunktionen eingeschränkt, und zweitens kann die Architektur nicht losgelöst vom Lernalgorithmus betrachtet werden. Ein solcher Lernalgorithmus soll deshalb nun in den Mittelpunkt der Betrachtungen rücken.

Der Backpropagation-Algorithmus

Sei mit $A \subset \mathbb{R}^n$ ein kompakter n-dimensionaler Raum von Eingabedaten gegeben. Weiter sei eine endliche Anzahl N von Datenpaaren $(\vec{x_l}, \vec{y_l})$ mit einer wohl definierten, aber nicht bekannten Funktion $f(\vec{x_l}) = y_l$ unter einer festen Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\vec{x_l})$ vorhanden. Die Aufgabe laute nun, aus der Gesamtmenge an Daten die Funktion f mit einem zu konstruierenden Feedforward-Netz zu approximieren.
An natürlichen Lernvorgängen orientiert, kann dies für ein neuronales Netz iterativ durch Ändern der Gewichte bei wiederholtem Präsentieren von Musterpaaren $(\vec{x_l}, \vec{y_l})$ erreicht werden. Dieser Vorgang wird suggestiv auch als *Training* bezeichnet.
Betrachtet wird ein Feedforward-Netz der im vorigen Abschnitt definierten Art. Voraussetzung für das Lernen ist zunächst die Definition eines Fehlermaßes, an Hand derer eine Fehlklassifikation quantitativ bewertet werden kann. Eine mögliche Wahl ist die Summe der quadratischen Abstände zwischen Zielvektor $\vec{y_l}$ und dem Ausgabevektor $o(\vec{x_l}, W)$,

$$E(W) = \frac{1}{2} \sum_{l=1}^{N} |\vec{y}(\vec{x_l}) - \vec{o}(\vec{x_l}, W)|^2, \tag{4.6}$$

wobei W die Gesamtheit aller Gewichte darstellt. Das gesuchte Netz sei nun dasjenige, für das E(W) ein globales Minimum annimmt.
Ziel des 1974 von Werbos [80] entwickelten Backpropagation-Lernalgorithmus(BPG) ist die Minimierung von E mittels eines Gradientenabstiegsverfahren. Dieser Algorithmus fand allerdings erst breitere Anwendung nach seiner Wiederentdeckung 1986 von McClelland und Rumelhart [81]. Wie für jedes Gradientenverfahren bedarf es der Wahl eines Startpunktes. Um Symmetrien zwischen Gewichtsvektoren zu vermeiden, werden die Gewichte W zufällig in einem Intervall $[-\kappa, \kappa]$ initialisiert. Der Wert von κ ist nicht ganz ohne Einfluß auf das Trainingsresultat. Theoretische Überlegungen [82] führen zu der Empfehlung

$$\kappa = \frac{3 \cdot \xi}{\sqrt{n}}, \tag{4.7}$$

wobei n die Anzahl der Eingänge eines Knotens darstellt und $\xi \approx 1$.
Eine hier benutzte Variation des Algorithmus nimmt die Veränderung der Gewichte Muster für Muster vor (*Online-Updating*). Die Summation in Gl. 4.6 entfällt in diesem Fall ($E(W) = \sum(o_k - y_k)^2$). Die ursprüngliche Formulierung des Algorithmus kann im folgenden durch Ergänzung des Ausdrucks $(o_k - y_k)$ um die Summation über alle Muster erhalten werden (*Offline-Updating*). Die Wiederholung der Musterpräsentation kann entweder in einer zufälligen oder festen Reihenfolge durchgeführt

werden. Ersteres hat den Nachteil von statistischen Abweichungen gegenüber der ursprünglichen Verteilung, letzteres den Nachteil, daß die Ereignisse zu Beginn der Gesamtmenge schlechter gelernt werden, als die am Ende liegenden. Abhilfe kann durch Variation der Reihenfolge geschaffen werden.

Der Algorithmus beginnt zunächst mit der Änderung der Gewichte zwischen Ausgabe- und versteckter Schicht in Richtung des steilsten Abstiegs auf der Hyperfläche der Fehlerfunktion E,

$$\Delta\tilde{\omega}_{jk} = -\eta\frac{\partial E}{\partial\tilde{\omega}_{jk}} + \alpha\Delta\tilde{\omega}_{jk}^{alt} = -\eta\delta_k h_j + \alpha\Delta\tilde{\omega}_{jk}^{alt} \tag{4.8}$$

$$\text{mit } \delta_k = (o_k - y_k)\cdot g'(\widetilde{\vec{\omega}_k}\cdot\vec{h}). \tag{4.9}$$

Die Wahl einer monoton steigenden Aktivierungsfunktion führt zum richtigen (positiven) Vorzeichen von g'. Die Änderung der Gewichte ist desto größer, je kleiner der Betrag von $\widetilde{\vec{\omega}_k}\cdot\vec{h}$. Mit Hilfe der Kettenregel wird nun der Fehlergradient Schicht für Schicht zurückpropagiert, daher der Name des Algorithmus. Die Gewichtsänderungen zwischen Eingabe- und versteckter Schicht betragen

$$\Delta\omega_{ij} = -\eta\frac{\partial E}{\partial\omega_{ij}} + \alpha\Delta\omega_{ij}^{alt} = -\eta\delta_j x_i + \alpha\Delta\omega_{ij}^{alt} \tag{4.10}$$

$$\text{mit } \delta_j = \sum_{k=1}^{m}\tilde{\omega}_{jk}\delta_k g'(\vec{\omega}_j\cdot\vec{x}). \tag{4.11}$$

Etwaige nachfolgende Schichten werden analog behandelt. Die Schrittweite η wird Lernparameter genannt. Er ist ein freier Parameter des Algorithmus. Er beeinflußt die Lerngeschwindigkeit, die erreichbare Approximationsgenauigkeit eines Trainings ist jedoch wenig empfindlich gegen die Variation des Lernparameters. Typische Werte liegen im Bereich $\eta = 10^{-1}\ldots10^{-3}$. Der zweite freie Parameter $\alpha\in[0;1]$, Momentumparameter genannt, stellt eine Verbesserung des ursprünglichen Algorithmus dar, der durch ein abgeschwächtes Hinzuaddieren der vorangegangen Gewichtsänderung hilft, flache Regionen in E schneller zu überwinden und Oszillationen zu vermeiden. Parameterstudien dazu sind u.a. in [83] zu finden.

Es kann gezeigt werden, daß für jede quadratintegrable Funktion $f\in L_2$; $f:[0,1]^n\to\mathbb{R}^m$ mit jedem $\epsilon>0$ ein Backpropagation-Netzwerk existiert, das f mit einem kleineren quadratischen Fehler als ϵ approximiert [84].

Es gibt jedoch andere Algorithmen, die effizienter und schneller in der Bestimmung des globalen Minimums von Gl. (4.6) sind, z.B. *Quickprop* [72] oder auch der aus dem Vorgang des Träumens motivierte Algorithmus von v. Hemmen [85].

Jedoch ist für die Anwendung der Triggerentwicklung in H1 häufig die Statistik der zum Training zur Verfügung stehenden Ereignisse gering (typisch ist $\mathcal{O}(10^3)$), so daß das Generalisierungsverhalten den limitierenden Faktor für die besterreichbare Approximation darstellt. Damit ist die Tendenz multivariater Regressionsmethoden gemeint, die in der endlichen Anzahl N von Datenpaaren $(\vec{x},\vec{y})$ vorhandene Abweichung zur Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\vec{x})$ zu erlernen. D.h. die präsentierten Ereignisse werden auswendig gelernt, während ähnliche, aber unbekannte Ereignisse

schlechter erkannt werden.
Trotz der relativ hohen Anzahl freier Parameter zeigen neuronale Netze ein gutes Generalisierungsverhalten, sofern das Training zu einem geeigneten Zeitpunkt abgebrochen wird [83]. Als Abbruchkriterium wird die Effizienz einer unabhängigen Testmenge benutzt, die während des Trainings von Zeit zu Zeit einem Netz präsentiert wird, ohne daß Gewichtsänderungen erfolgen. Es zeigt sich, daß der Abbruchzeitpunkt leichter bei dem langsam lernenden BPG zu bestimmen ist, als bei den schnell lernenden Algorithmen [86], weshalb bei der Benutzung des BPG verblieben wurde.

4.2.2 Background Encapsulation

Das Training mit neuronalen Netzen setzt die Existenz einer Klasseneinteilung voraus. In der Praxis kommt es aber vor, daß eine bestimmte Klasse von Untergrundereignissen sehr gut zu identifizieren ist, während die Physik in eine Vielzahl unterschiedlich zu selektierender Unterklassen zerfällt, wie z.B. DIS mit $Q^2 < 100\ GeV^2$, QED Compton, Vektormesonproduktion, π^0-Kalibrations-Ereignisse, etc. Das Ziel ist es also, nur eine einzige wohldefinierte Untergrundklasse zu triggern, ohne die Physik spezifizieren zu müssen. Ein solcher Trigger kann zum einen als Veto verwendet werden, zum anderen kann er, wenn seine Rate niedrig genug ist, auch umgekehrt als Sicherheitskanal positiv triggern. Mit letzterem ist gemeint, daß alle Ereignisse, die nicht in die Untergrundklasse fallen, getriggert werden. Damit kann auch ein Schwachpunkt der neuronalen Netze, Gebiete mit geringer Wahrscheinlichkeitsdichte unabhängig von physikalischen Gesichtspunkten schlecht zu erlernen, durch Kombination mit diesem Algorithmus gemildert werden, da auf Triggerebene vorhandener Untergrund hohe Wahrscheinlichkeitsdichten besitzen muß, um als solcher bemerkbar zu sein.
Der für L2 benutzte *Background Encapsulation* Algorithmus [87] arbeitet in zwei Stufen. Im ersten Schritt werden mit Hilfe eines Clusteralgorithmus Gruppierungen (*Cluster*) innerhalb der Datenmenge identifiziert. Im zweiten Schritt werden Hyperquader minimaler Volumina an die einzelnen Cluster angepaßt. Die Orientierung der Hyperquader wird durch die Hauptachsen eines Clusters vorgegeben.
Zunächst wird eine Clusterzuordnung initialisiert, indem zufällig Punkte als Clusterzentren bestimmt werden, und alle Punkte dem Cluster mit dem nächstliegenden Clusterzentrum zugeordnet werden. Die weitere Clusterzuordnung einzelner Datenpunkte durch den Algorithmus erfolgt iterativ, indem eine gegen lineare Transformation invariante Summe F der Abstände zum jeweiligen Clusterzentrum minimiert wird,

$$F = \sum_{i=1}^{C} \sum_{\mu_i=1}^{N_i} (\vec{x}^{\mu_i} - \langle \vec{x}_i \rangle)^T \, K^{-1} \, (\vec{x}^{\mu_i} - \langle \vec{x}_i \rangle), \tag{4.12}$$

mit dem Clusterzentrum $\langle \vec{x}_i \rangle = \frac{1}{N_i} \sum_{\mu_i} \vec{x}^{\mu_i}$ und K als der globalen Kovarianzmatrix. Diese definiert die verwendete Abstandsnorm

$$K = \sum_{\mu=1}^{N} (\vec{x}^{\mu} - \langle \vec{x} \rangle)^T (\vec{x}^{\mu} - \langle \vec{x} \rangle), \tag{4.13}$$

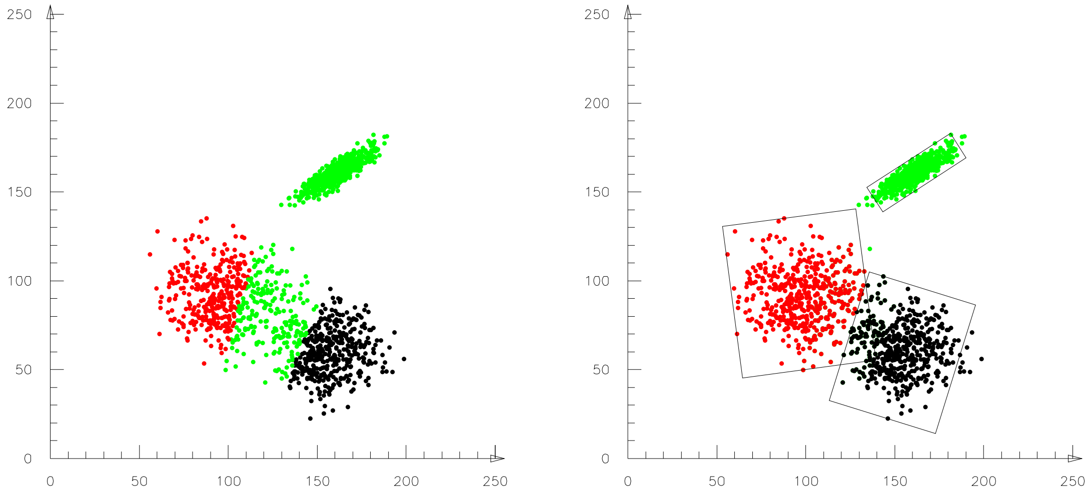

Abbildung 4.4: *Der Background Encapsulation Algorithmus. Links ist die Initialisierung der Cluster zu sehen, bei der drei Punkte zufällig als Clusterzentrum ausgewählt wurden, und alle anderen Punkte dem nächsten Clusterzentrum zugeordnet werden. Rechts sind die Zuordnung nach Anwendung des Clusteralgorithmus, sowie die an den Hauptachsen orientierten, umschließenden Hyperboxen zu sehen.*

wobei die Anzahl C der Cluster den einzigen freien Parameter des ersten Schritts darstellt. Der optimale Wert ist durch Variation zu bestimmen.

Die Clusterzuordnung wird abgebrochen, wenn kein Datenpunkt mehr gefunden werden kann, der einem anderen Cluster zugeordnet zu einem kleineren Wert von F führt.

In Abb. 4.4 ist die Cluster-Bildung an einem Beispiel demonstriert. Links ist die zufällige Initialisierung mit $C = 3$, rechts die Clusterzuordnung nach der Anwendung des Clusteralgorithmus zu sehen. Dabei repräsentieren die Graustufen die Zuordnung zu einem Cluster-Index.

Das Einschließen einer beliebigen multidimensionalen kompakten Punktmenge mit einer optimalen Anzahl von Hyperebenen in einem minimalen Volumen stellt ein schwieriges Problem dar, insbesondere wenn Ausreißerpunkte ausgeschlossen werden sollen, und damit die lokale Dichte der Punkte berücksichtigt werden soll.

Zur Bewältigung dieses Problems wird zunächst eine Hauptachsentransformation durchgeführt. Die Position der Hyperebenen des umschließenden Hyperquaders wird durch die Varianz der Verteilung senkrecht zur jeweiligen Hauptachse bestimmt. Diese Hyperebenen bilden in Abb. 4.4 die Seiten der die Cluster umschließenden Rechtecke. Die Standardwahl von 3σ für das Varianzkriterium kann variiert werden, um das eingeschlossene Volumen zu verändern. Damit lassen sich auch Triggerraten und Effizienzen variieren.

4.2.3 Topologische Algorithmen

Der Begriff „*topologisch*“ bezieht sich hier auf die Mustererkennung in mehrdimensionalen (Bit-)Feldern. Die vorhandenen Daten schränken das Problem auf zweidimensionale Felder ein.
Neuronale Netze sind dafür ebenfalls geeignet, oft ergeben sich aber dedizierte algorithmische Vorgehensweisen aus dem physikalischen Problem selbst, und erlauben es, konstruktiv vorzugehen.
Ein Beispiel ist die Identifizierung von Jets in Photoproduktionsereignissen aus einem zweidimensionalen Energiehistogramm [88]. Ein anderes Beispiel ist die *Back-to-Back*–Topologie leptonischer J/ψ-Ereignisse, bei denen die Zerfallsleptonen in der $r\phi$-Ebene in gegenüberliegenden Hemisphären aufzufinden sind. Sowohl im Zentralteil als auch im rückwärtigen Teil des H1 Kalorimeters existieren L2 Daten, die eine grobe Bestimmung der Clusterposition in der $r\phi$-Ebene ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Algorithmus speziell für diese Ereignistopologie im rückwärtigen Kalorimeter(SpaCal) entwickelt und wird in Abschnitt 6.2 auf Seite 116 beschrieben.
Im Gegensatz zu neuronalen Netzen und dem Background Encapsulation Algorithmus ist hier keine abstrakte Darstellung möglich, da jeder Algorithmus individuell dem physikalischen Problem angepaßt werden muß.

4.2.4 Andere Algorithmen

Es sind weitere parallelisierbare Algorithmen für den L2 Trigger untersucht worden, als Beispiel sei die Erweiterung einer gewöhnlichen multivariaten Regressionsmethode erwähnt. Wird in der Fehlerfunktion E aus (4.6) für $o(\vec{x}, W)$ der Ansatz gemacht, daß $o(\vec{x}, W)$ nur linear von den Koeffizienten von W abhängt, kann das Minimum von E durch Matrixinversion bestimmt werden. Dieser Ansatz läßt sich wie folgt erweitern,

$$o_k(x_i) = \sum_{i=0}^{n} \hat{\omega}_i x_i + \sum_{i\leq j} \hat{\omega}_{ij} x_i x_j. \tag{4.14}$$

Die Hinzunahme der zweiten Ordnung ändert nichts an der Tatsache, daß sich bei der Suche nach dem Minimum der Fehlerfunktion wiederum ein lineares Gleichungssystem ergibt, in diesem Fall nur etwas größer. Die Ausgabefunktion kann als Hyperkegelschnitt in einem multidimensionalen Raum aufgefaßt werden.
Bei einfacheren Problemen kann damit die Leistungsfähigkeit von BPG-Netzen erreicht und manchmal auch leicht übertroffen werden[89]. Die Parallelisierbarkeit des Algorithmus ergibt sich aus der Notwendigkeit, in das Hauptachsensystem des Kegelschnitts zu transformieren, um ein Minimum an Rechenaufwand zu erreichen. Dieser Algorithmus wurde im ersten Betriebsjahr 1996 nicht eingesetzt.

4.3 Hardware

Eine schematische Übersicht über die Hardware des neuronalen L2 Triggers ist in Abb. 4.5 dargestellt. Nach einem von L1 getriggerten Ereignis werden die Daten der einzelnen H1-Subdetektoren via Empfängerkarten (PQZP[4] Receiver) über den 128 *bit* breiten L2-Bus an die L2 Hardware geleitet, um eine möglichst kurze Übertragungszeit zu gewährleisten. Eine L2 Triggerbox besteht aus einem *Data Distribution Board*(DDB) [90] und dem Parallelrechner auf einer CNAPS/VME-Karte. Beide Teile befinden sich in unterschiedlichen Crates[5], einem speziell gefertigten *DDB Crate* mit dem L2-Bus auf der Rückseite und einem D32/A32 VME Crate, im weiteren als *CNAPS Crate* bezeichnet.

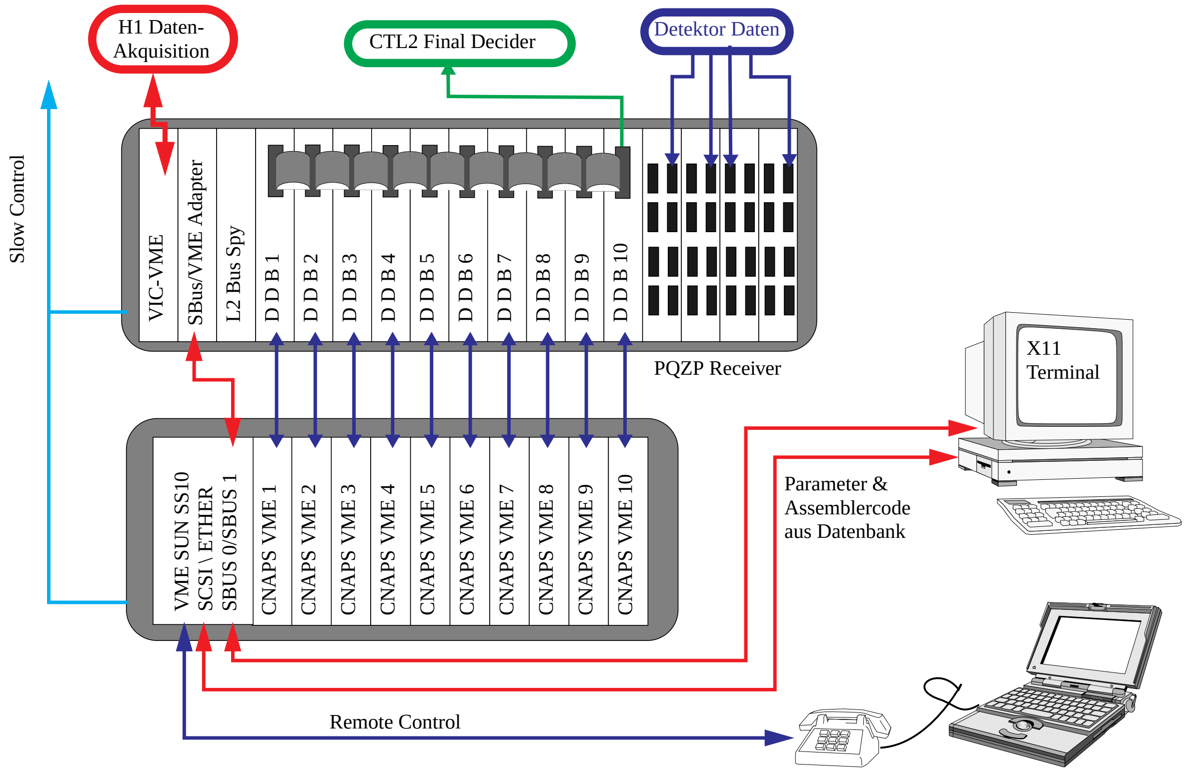

Abbildung 4.5: *Die Hardware des neuronalen L2 Triggers.*

Aufgabe der DDB ist die individuelle Selektion und Aufbereitung von Daten auf dem L2-Bus, um damit den auf dem jeweilig zugeordneten Parallelrechner implementierten Algorithmus mit seinem Dateneingabevektor zu versorgen. Desweiteren leitet die DDB das Triggerresultat an die CTL2 weiter. Eine Monitorkarte speichert alle Daten des L2-Busses für die spätere Auslese über die H1-Datenakquisition(DAQ). Sie sendet auch ein Synchronisationssignal an die DDBs, damit deren Verarbeitungsergebnis durch Auslese über die DAQ festgehalten werden kann.
Initialisierung und Überwachung erfolgt über eine THEMIS SUN/VME SPARC

---

[4] **P**arallel **Q**uickbus **Z**ero-suppresion **P**rocessor

[5] Gehäuse mit Einschubfächern, Steckerleisten und Stromversorgung.

10 Doppelprozessorkarte im CNAPS Crate, die über eine SBUS/VME-BIT3-Schnittstelle mit dem DDB-Crate verbunden ist. Über das Internet erlaubt dieser unter UNIX betriebene Rechner eine standortunabhängige Steuerung. Die Kommunikation zur DAQ erfolgt über einen VIC[6] im DDB Crate.

4.3.1 Der L2 Datenbus

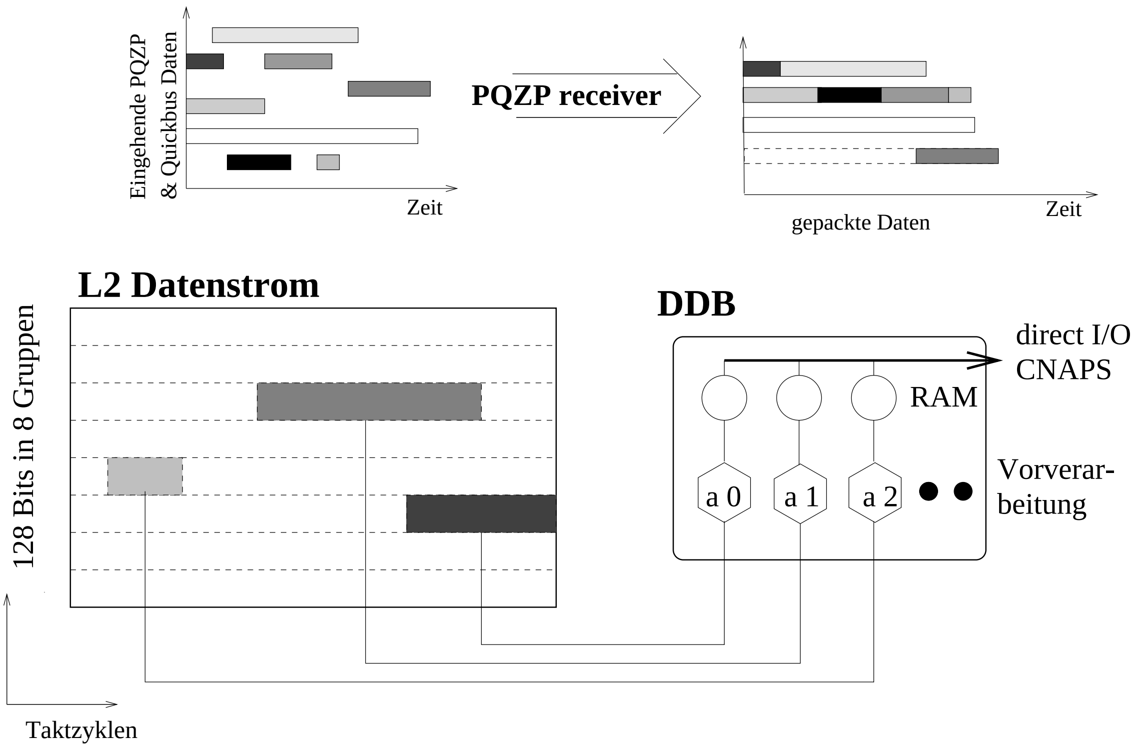

Abbildung 4.6: *Schematische Darstellung des L2-Datenflusses bis zum Parallelrechner.*

Die einzelnen Subdetektoren von H1 sind je nach ihrer Triggerdatenmenge mit einem oder mehreren *PQZP Crates* [91] ausgestattet. Diese PQZP Crates sind mit bis zu 8 PQZP-Karten ausgestattet, die Detektordaten in Pipelines für jedes B.C.[7] enthalten. Wird die Pipeline durch einen L1 Trigger angehalten, wird das entsprechende B.C. in der Pipeline von der PQZP-Karte über die sogenannte L2L3-Karte zum L2 Crate übertragen. Eine L2L3-Karte überträgt maximal 32 Worte[8] an das L2 Crate. Im L2 Crate werden die Daten auf maximal 10 Ports einer PQZP-Receiver-Karte [92] entgegengenommen. Die Daten verschiedener Subdetektoren haben unterschiedliche Verzögerungen relativ zum Zeitpunkt des L1 Triggersignals. Die PQZP-Receiver-

---

[6] **V**ertical **I**nter **C**onnector

[7] 1.B.C. $\hat{=}$ ein HERAClock-Zyklus von 96 *ns* (*Bunch Cross*; das Intervall zwischen zwei Bündeldurchdringungen).

[8] Der Begriff *Wort* bezieht sich im weiteren auf 16 *Bit* Datenwerte, der Begriff *Byte* auf 8 *Bit*.

Karte speichert die Daten in FIFOs[9] und kann individuell pro Port für die Weiterleitung Verzögerungstaktzyklen anwenden. Über *Crossbar Switches*[10] können die Daten einzelner Ports auf die (16 *bit*) breiten Subbusse des L2 Busses beliebig verteilt, vervielfältigt und kompakt angeordnet werden. Der Datenfluß ist schematisch in Abb. 4.6 dargestellt. Zwei PQZP-Receiver-Karten können jeweils gleichzeitig auf der ab- oder aufsteigenden Flanke des HERAClock-Signals Daten auf denselben Subbus senden, womit die max. Übertragungsrate 20.8 MHz beträgt.
In einer ersten Phase werden bis zu 32 Datenwörter pro Subbus und Karte sequentiell gesendet. Die Übertragung ist nach 3.1 μs abgeschlossen. Für die Zukunft (1998) ist die Benutzung einer zweiten Phase mit nullunterdrückten Kalorimeterdaten geplant, die die Übertragungszeit auf maximal 4.8 μs erhöht.
Wie unten in Abb. 4.6 zu sehen, werden die Daten auf den L2 Subbussen selektiv von der DDB in Blöcken ausgelesen, aus denen die Eingabegrößen für den Parallelrechner errechnet werden. Diese Wegstationen der Daten werden in den nachfolgenden Abschnitten über die DDB und den Parallelrechner näher beschrieben.

4.3.2 Data Distribution Board(DDB)

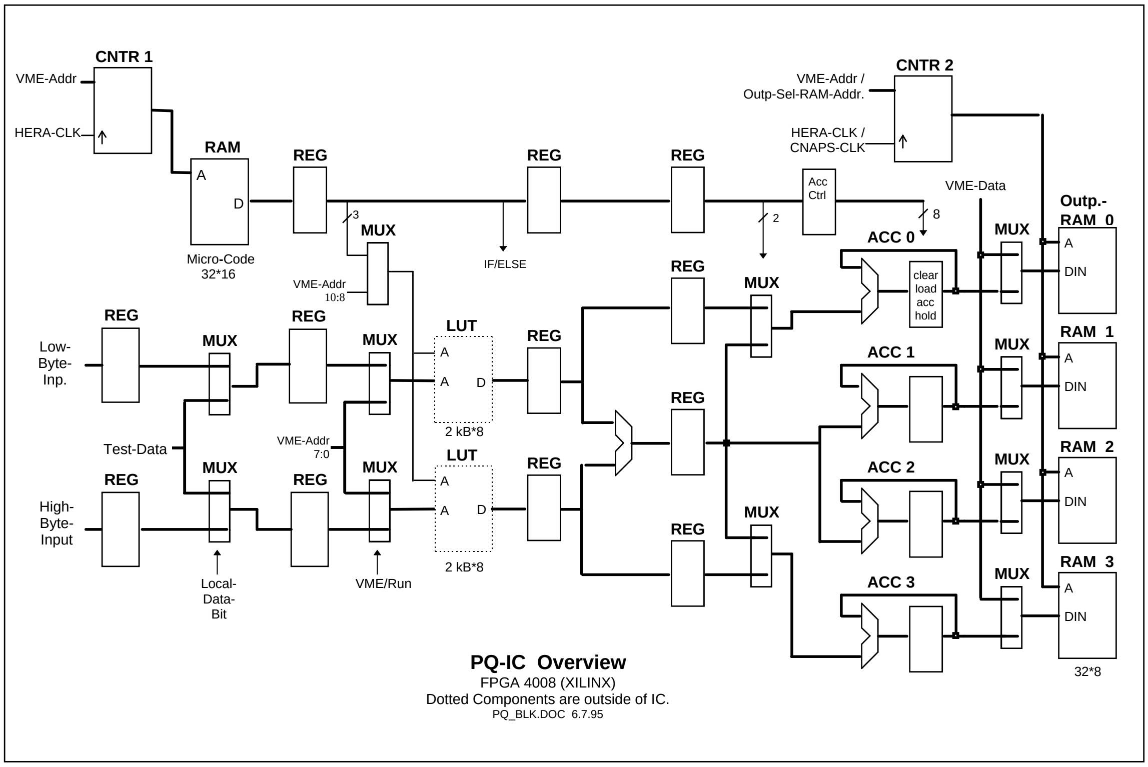

Abbildung 4.7: *Schaltdiagramm einer Tochterplatine der DDB.*

---

[9] First-In-First-Out; Stapelspeicher.

[10] Multiplexerschaltung.

Eine DDB ist aufgeteilt in eine Mutter- und bis zu vier Tochterplatinen.
Die Mutterplatine, bestückt mit einem reprogrammierbaren FPGA[11] XILINX 4010, übernimmt die Konfigurations- und Kommunikationsaufgaben zum VME-Bus und zum CNAPS, während eine Tochterplatine für die Datenselektion und -aufbereitung zweier L2-Subbusse zuständig ist. Auf den Tochterplatinen befindet sich ein weiterer FPGA (XILINX 4008), dessen Blockschaltbild in Abb. 4.7 zu sehen ist.
Ein von der DDB auf dem L2-Bus selektiertes Datenwort wird in sein hohes/niederes Byte aufgespalten (Low-/High-Byte in in Abb. 4.7 links). Die beiden Bytes werden separat durch zwei Byte→Byte-LUTs[12] mittels einer vom jeweiligen Datenblock abhängigen Funktion auf die für die Errechnung einer Eingabegröße des Parallelrechners notwendige Struktur abgebildet.
Als Funktionen sind bisher realisiert: Bitpositionsbestimmung, Bitzähler, Überlaufbehandlung, und ein Bitzähler für ein spezifisches Datenformat des SpaCal-Kalorimeters. Bis zu sieben verschiedene LUT-Paare für verschiedene Datenblöcke innerhalb eines L2-Ereignisses sind auf einer Tochterplatine benutzbar. Das Datenwort oder eines seiner Teilbytes kann auch transparent durchgereicht werden. Die Bildung der Eingabegrößen des Parallelrechners erfolgt durch die sich an die LUTs anschließende Addierer-Multiplexer-Schaltung (rechter Teil in Abb. 4.7). Dort können die Ausgabewerte der LUTs zu Größen addiert, logisch verknüpft oder einfach im Ausgabe-RAM (Outp.-RAM) abgelegt werden.
Die Weiterleitung der Daten zum CNAPS erfolgt unmittelbar nach der Selektion, ungefähr $(6-7)\mu s$ nach einem L1-Triggersignal.

4.3.3 Der Parallelrechner

Die CNAPS/VME-Karte

Der in L2 verwendete Parallelrechner, die CNAPS/VME-Karte [93], ist ein Rechner in SIMD[13]-Technologie, d.h. er besitzt eine Vielzahl eigenständiger Prozessoren, die von einer einzigen zentralen Befehlseinheit ihre Instruktionen erhalten. Die schematische Darstellung in Abb. 4.8 zeigt den Aufbau der Karte.
Die zentrale Befehlseinheit ist ein eigenständiger Chip mit der Bezeichnung CSC Sequencer. Diese kontrolliert die I/O-Datenbusse des Feldes (CNAPS Array) von parallelen Prozessorknoten (PN[14]) und versorgt diese mit Instruktionen aus dem Programmspeicher.
Eine CNAPS/VME-Karte kann bis zu 8 Chips mit bis zu jeweils 64 PNs besitzen. In L2 werden 1996 acht Karten mit je 64 PNs, eine mit 128 und eine mit 256 PNs eingesetzt. Ein interner Bus dient für die Kommunikation zum lokalen Speicher ($16\,MByte$), zum Programmspeicher ($4\,MByte$) und über ein VMEbus-Interface zur Außenwelt.
Für die zeitkritische Anwendung in L2 ist ein direkter Zugang zu den I/O-Bussen des

---

[11] **F**ield **P**rogramable **G**ate **A**rray; programmierbarer Logikbaustein.

[12] Look-Up-Table; eine im RAM gespeicherte Datentabelle.

[13] Single Instruction, Multiple Data.

[14] Processor Node.

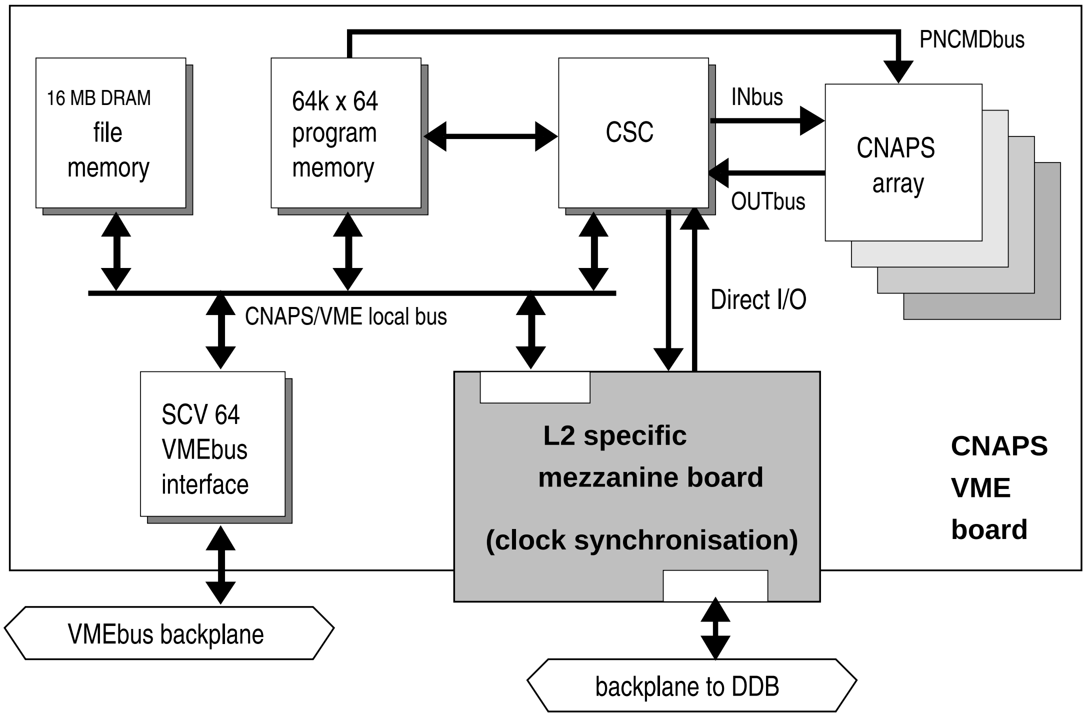

Abbildung 4.8: *Blockdiagramm der in L2 eingesetzten CNAPS/VME-Karte.*

PN-Feldes erforderlich. Ein vorhandener Stecker ermöglicht dies nach entsprechenden Registereinstellungen im CSC Chip. Deshalb wurde eine Mezzanine[15]-Karte entwickelt, die, aufgesteckt auf die CNAPS/VME-Karte, die Kommunikation mit der DDB über diesen Weg verwirklicht. Die Mezzanine-Karte steuert auch die Taktfrequenz der ganzen Karte mit einer mit der DDB synchronisierten, verdoppelten HERAClock-Frequenz von 20.8 MHz, die intern nochmals verdoppelt wird.

Der CNAPS 1064 Chip

Der in ULSI($0.8\mu m$)-Technologie ausgeführte CNAPS 1064 Chip [94] ist ausgestattet mit ca. $11 \cdot 10^6$ Transistoren. Er besitzt ein Feld von 80 PNs, wovon 16 bereits bei der Herstellung deaktiviert werden, um die Ausschußrate zu senken. Alle Prozessorknoten haben einen gemeinsamen 8 *bit* breiten IN- und OUTbus (siehe Abb. 4.9). Der Befehlsbus (PNCMD) hat eine Breite von 32*bit*. Um auch das Durchreichen von Signalen und Daten zu Nachbar-PNs zu ermöglichen, gibt es einen 2×2 *bit* breiten Inter-PN-Bus.

Die CNAPS 1064 Chips können in einem Feld von maximal acht Chips angeordnet werden, wobei alle Busse sequentiell verknüpft werden. Der letzte PN des letzten Chips ist über den Inter-PN-Bus wieder mit dem ersten PN aus dem ersten Chip verbunden.

---

[15] ital. Mezzanine; kleines Zwischengeschoß, besonders in der Baukunst der Renaissance.

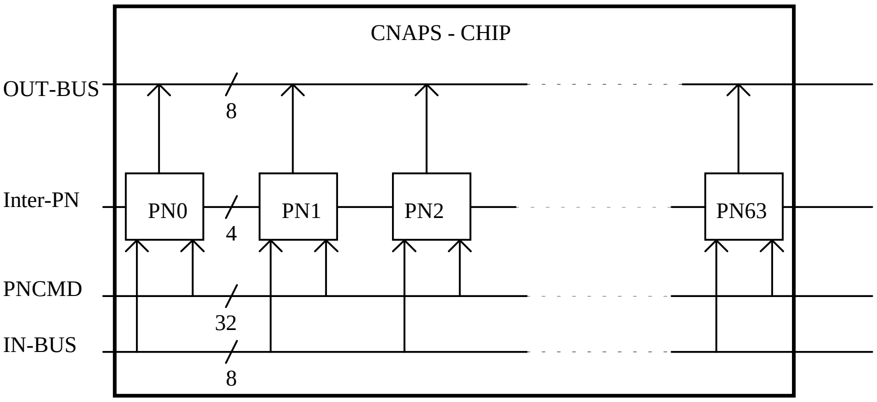

Abbildung 4.9: *Anordnung der Prozessorknoten und Datenbusse eines einzelnen 1064-CNAPS-Chips.*

Ein Prozessorknoten

Im Hinblick auf Parallelisierungsmöglichkeiten von Algorithmen ist die Kenntnis des Aufbaus eines Prozessorknotens erforderlich. Dieser wurde für die Anwendung von neuronalen Netzalgorithmen optimiert. Von einer gewöhnlichen CPU unterscheidet er sich im wesentlichen durch das Fehlen einer Befehlseinheit und der Ausführung in Festkomma-Arithmetik.

Zwei interne 16 *bit* Busse erlauben es, ein 16 *bit* Gewicht und einen 8 *bit* Eingabewert auf die Eingänge des Multiplizierers zu legen, während im gleichen Taktzyklus das Multiplikationsergebnis des vorigen Eingabeschrittes auf den Addierer gegeben wird, und das Ergebnis des vorvorletzten Schritts zum alten Addiererergebnis hinzuaddiert wird. Ein Multiplizier-Addier-Schritt einer Vektor-Matrixmultiplikation erfolgt also in einem Taktzyklus (48 ns).

Der lokale $4 kByte$ Speicher kann benutzt werden, um Gewichtsparameter und Look-Up-Tables bereitzustellen. Eine Logikeinheit mit einem Schieber erlaubt, logische Operationen und Kommaversetzungen durchzuführen.

Falls 16 *bit* Worte über den INbus geschickt werden müssen, speichert ein Eingabepuffer das erste der beiden Bytes zwischen.

Ein Ausgabepuffer sorgt für eine kontrollierte Ausgabe. Sollen nicht die Daten aller PNs auf dem Ausgabebus verUNDet werden, müssen diese sequentiell auf den Ausgabebus gegeben werden; dazu wird jeweils immer genau ein Ausgabepuffer eines PNs aktiviert. Das logische UND des Ausgabebusses kann auch zur Beschleunigung der Datenweiterleitung ausgenutzt werden, da in einem Taktzyklus eine VerUNDung der Ausgabepufferinhalte aller PNs möglich ist.

OUTbus-Daten können über die CSC mit einer Zeitverzögerung von 3 Taktzyklen wieder auf den INbus gegeben werden, womit eine parallele Weiterverarbeitung von Zwischenergebnissen möglich ist, z.B. zur Berechnung versteckter Schichten in FeedForward-Netzen.

Der CSC-Chip besitzt ebenfalls eine Arithmetik- und Logikeinheit, die u.a zur Ver-

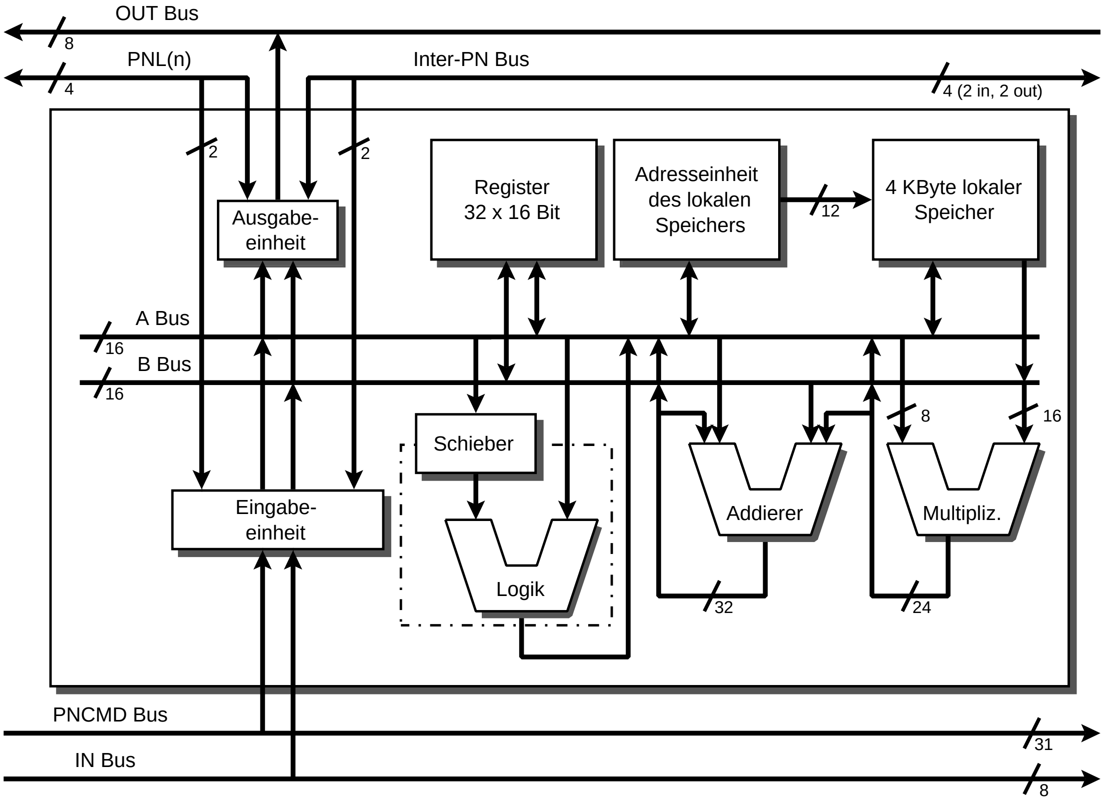

Abbildung 4.10: *Ein einzelner Prozessorknoten des CNAPS 1064 Chips.*

wirklichung von Schleifen benötigt wird.

4.3.4 CTL2

Die Aufgabe der CTL2-Hardware ist die Bildung eines globalen L2-Triggersignals (L2Keep oder L2Reject). Die CTL2 ist ähnlich wie die CTL1 aufgebaut. Die eintreffenden L2-Triggerentscheidungen werden als Triggerelemente aufgefaßt, die zu L2 Subtriggern weiterverarbeitet werden.

Der L2-Triggerelementvektor besteht aus 16 Triggerelementen des neuronalen und 16 Triggerelementen des topologischen Triggers, außerdem gibt es noch 16 weitere reservierte Triggerelemente, von denen einer ein trivialer Trigger ist, der immer erfüllt ist. Mit diesem werden alle L1 Subtrigger kombiniert, die nicht von einer L2-Entscheidung beeinflußt werden sollen.

Im Jahr 1996 trifft das noch auf die meisten L1 Subtrigger zu, da deren Rate klein genug für die Triggerstufe L4 ist.

Die Subtriggerbildung geschieht durch Anwendung von Skalierungsfaktoren über Zähler. Es gibt jeweils zwei Zähler für die akzeptierten und verworfenen Ereignisse. Es kann also auch jedes n-te von L2 verworfene Ereignis getriggert werden (*Overwrite*).

Wichtigster Schritt der CTL2 ist die Kombination von L1- und L2-Entscheidungen.

Über eine Matrix können sowohl mehrere L1 Subtrigger einem L2 Subtrigger zugeordnet werden, als auch ein L1 Subtrigger mehreren L2 Subtriggern. Nur zugeordnete Triggerelemente beeinflussen die globale L2-Triggerentscheidung.
Um später Triggereffizienzen eindeutig den richtigen Triggerverarbeitungsstufen zuordnen zu können, erfolgt eine formale Beschreibung der CTL2. Um die Beschreibung einfach zu halten, wird der Vektor-Matrix-Formalismus für logische Operationen aus Anhang A benutzt. Ob eine L2-Entscheidung relevant für ein L2-Triggersignal ist, wird durch die Multiplikation des 128-elementigen L1-Subtriggervektors $\vec{s}_{L1}$ mit der L1-L2–Matrix $\mathbf{M}_{\ell 1\ell 2}$ bestimmt,

$$\vec{m}_{L2} = \mathbf{M}_{\ell 1\ell 2} \cdot \vec{s}_{L1}. \tag{4.15}$$

Hat das n-te Element des 48-komponentigen Maskierungsvektor $\vec{m}_{L2}$ den Wert (1), so wird der L2 Subtrigger n bei der VerODERung zum Gesamttriggersignal berücksichtigt:

$$L2_{global} = \vec{m}_{L2} \cdot (\vec{s}_{L2} + \vec{o}_{L2}). \tag{4.16}$$

Dabei kommt der L2-Subtriggervektor $\vec{s}_{L2}$ und der L2-Overwritevektor $\vec{o}_{L2}$ durch elementweise VerUNDung des L2-Triggerelementvektors $\vec{t}_{L2}$ mit Skalierungsvektoren $\vec{d}^{a}_{L2}$ und $\vec{d}^{r}_{L2}$ zustande.

$$\vec{s}_{L2} = \vec{t}_{L2} \otimes \vec{d}^{a}_{L2} \quad \text{und} \quad \vec{o}_{L2} = \neg\vec{t}_{L2} \otimes \vec{d}^{r}_{L2}. \tag{4.17}$$

Abhängig von der L2-Entscheidung $t_{L2;n}$ wird ein anderer Zähler hochgesetzt. Ist die jeweilige Zählerschwelle erreicht, wird das entsprechende Bit in $\vec{d}^{a}_{L2}$ oder $\vec{d}^{r}_{L2}$ gesetzt, und der Zähler neu initialisiert. Für L2-akzeptierte Ereignisse ist die Zählerschwelle normalerweise Eins, so daß jedes Ereignis getriggert wird, für L2-verworfene Ereignisse lagen die Zählerschwellen in 1996 zwischen 10 und ∞.
Der für L2 wesentliche Vektor, auf den sich L2-Triggereffizienzen beziehen, ist gegeben durch:

$$\vec{a}_{L2} = \vec{s}_{L2} \otimes \vec{m}_{L2}. \tag{4.18}$$

Eine andere, äquivalente Darstellung erlaubt eine einprägsame Verknüpfung zwischen L1- und L2-Subtriggern. Es ist der L1-Subtriggervektor nach L2:

$$\vec{a}_{L1} = \vec{s}_{L1} \otimes (\mathbf{M}^{T}_{\ell 1\ell 2} \cdot \vec{s}_{L2}). \tag{4.19}$$

L2 Subtrigger in dieser Darstellung sind eine zusätzliche VerUNDung (Symbol `&&`) zu den L1-Triggerelementen eines Subtriggers. Beispielsweise setzt sich $S40_{\mathrm{L2}}$ folgendermaßen zusammen:

```
SIET>1 && L2S06 && Veto's.
```

`SIET>1` ist ein L1-Triggerelement, die mittlere Triggerschwelle von dreien des SpaCal-Triggers, und `L2S06` der SpaCal-Back-to-Back-L2-Algorithmus.

4.4 Programmierung des Parallelrechners

Die Programmierung des CNAPS wird eingeschränkt durch die Randbedingung einer L2-Gesamtentscheidungszeit von $20\mu s$. Insgesamt stehen dem Parallelrechner etwa $10\,\mu s$ oder 210 Taktzyklen für die Triggerentscheidung zur Verfügung. Das erzwingt die Programmierung des CNAPS in seiner Assemblersprache(CPL[16]). Desweiteren ist eine rigorose Anwendung von Parallelisierungsmöglichkeiten und Optimierungen von I/O-Vorgängen vorzunehmen. Die Zahl von 210 Taktzyklen mag zunächst gering erscheinen, aber Multiplikation, Addition, sowie I/O- und Speicheroperationen können innerhalb eines Taktzyklus durchgeführt werden.
Desweiteren gehen Initialisierungsvorgänge nicht in die 210 Taktzyklen ein, da die Algorithmen soweit abgearbeitet werden, bis die erste Eingabegröße eingelesen wird. Der Rechner wird genau an diesem Punkt in einen Wartezustand versetzt. Z.B. werden die Schwellenwerte der versteckten Knoten eines neuronalen Netzes schon vor dem Einlesen auf die Addierer der PNs gelegt.
Im weiteren werden die Parallelisierungsmöglichkeiten aufgeführt und ihre Anwendung in den L2 Algorithmen demonstriert.

4.4.1 Beschleunigung durch Parallelisierung

Der CNAPS ist ein Vektorrechner in SIMD-Technologie. Die meistverwendeten parallelisierbaren Anwendungen sind:

Vektorielle Funktionen lassen sich über Look-Up-Tables einfach parallelisieren. Damit ist der Schritt $y_i = F_i(x_i)$ in wenigen Taktzyklen zu bewerkstelligen, wenn der Wert x_i auf dem i-ten PN in einem Register vorliegt. Die Instruktionen an die PNs sind für alle PNs dieselben, auch wenn die LUTs für die Funktionen F_i in den PNs verschieden sind.

Die Vektor-Matrix-Multiplikation $\vec{y} = \mathbf{M} \cdot \vec{x}$ wird parallelisiert, indem jeweils eine Reihe der Matrix im lokalen Speicher eines PNs abgelegt ist. Wird im i-ten Schritt das Element x_i über den INbus zu den PNs geschickt, wird es parallel mit allen Komponenten der Spalte i multipliziert. Der Rechenaufwand ist somit proportional zur Dimension von $\vec{x}$ und nicht zur Dimension der Matrix.

Logische Matrix-Operationen laufen zwar genauso ab wie gerade beschrieben, können aber mit ihren 1-Bit Komponenten in achtfacher Geschwindigkeit über die Logikeinheit des PNs durchgeführt werden. Die Berechnung einer 2048×2048 Bit-Vektormatrixmultiplikation ist so auf einem 256er-Karte in $12.3\,\mu s$ möglich.

Die Maximumsbestimmung ist im CNAPS über einen hardware-implementierten parallelisierten Algorithmus möglich, der den Inter-PN-Bus benutzt. Für die Suche nach dem globalen Maximum auf 64 PNs ist dieser jedoch zu langsam, da

---

[16] CNAPS **P**rograming **L**anguage.

Signale auf dem Inter-PN-Bus pro Taktzyklus eine maximale Reichweite von 6 PNs haben. Folgender Algorithmus ist schnell genug für L2:

1) Beginne mit dem höchsten Bit und markiere alle PNs.
2) Plaziere alle Werte im Ausgabepuffer des PNs.
3) VerODERe alle Werte der **markierten** PNs auf dem Ausgabebus und sende das Resultat r zu allen PNs.
4) Hat das höchste Bit von r den Wert 1, lösche die Markierung aller PNs, deren höchstes Bit den Wert 0 hat, anderenfalls tue nichts.
5) Gehe zum nächstniederen Bit und wiederhole das Ganze ab 2).
6) Breche nach n bearbeiteten Bits ab, und nimm den Wert des ersten markierten PNs

Die höhere Geschwindigkeit ist dadurch bedingt, daß die VerODERung aller markierten PNs nur einen Taktzyklus braucht. Der Zeitaufwand steigt mit der Bitgenauigkeit, die erreicht werden soll. Für 8 Bits werden etwa $3\,\mu s$ benötigt.

4.4.2 Feedforward-Netze auf dem CNAPS

Wie aus Gl. (4.3) auf Seite 41 ersichtlich, besteht der erste Schritt zur Berechnung eines Feedforward-Netzes in einer Vektor-Matrix-Multiplikation des Eingabevektors mit der Gewichtsmatrix der versteckten Schicht. Diese wird durchgeführt, wie im vorigen Abschnitt beschrieben.

Anschließend wird ein 10-*bit* breites Datenwort aus dem Intervall $[-8.0; 8.0]$ aus dem Addiererresultat als Argument der sigmoidalen Funktion extrahiert, und die Ausgabewerte der versteckten Knoten h_j über eine LUT der Fermi-Funktion im lokalen Speicher parallel berechnet. Diese werden anschließend seriell wieder auf den INbus als Eingabewerte der nächsten Schicht geschickt. Die zweite Schicht eines L2-Netzes hat im allgemeinen nur einen Ausgabeknoten, deshalb gibt es hier keine Beschleunigung durch den Parallelrechner. Sollte aber in Zukunft die Anzahl von 16 Triggerelementen nicht ausreichen, lassen sich ohne wesentlichen Zeitverlust mehrere kleine Netze auf einem Parallelrechner zu einem Netz mit mehreren Ausgabeknoten zusammenlegen.

Da die Sigmoidalfunktion monoton ist, wird auf ihre Anwendung im Ausgabeknoten verzichtet, um Zeit zu sparen. Dies hat zur Folge, daß der Schwellwert t_0 aus Gl. (4.5) (Seite 41) in einen Wert t_0' umzurechnen ist, der dann von dem Argument des Ausgabewertes o_k in Gl. (4.4) subtrahiert wird. Das invertierte Vorzeichenbit dieses Resultats wird über die DDB an die CTL2 als Triggerentscheidung weitergeleitet. Die benötigte Gesamtzeit beträgt:

$$t_{\mathrm{Feedforward}} = (\dim(\vec{x}_{\mathrm{Eingabe}}) + \dim(\vec{h}_{\mathrm{versteckte\ Schicht}}) + 23 + (0\ldots14)) \times 48\,ns \quad (4.20)$$

Damit benötigt ein $64 \times 64 \times 1$-Netz etwa $8.0\,\mu s$.

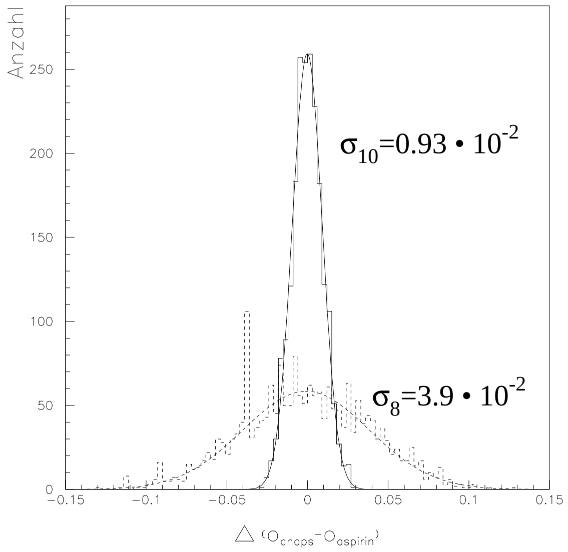

Abbildung 4.11: *Differenz zwischen Fließkomma- und CNAPS-Resultat für zwei verwendete LUTS eines* $10 \times 6 \times 1$ *Beispiel-Netzes, das auf die Erkennung von Strahl-Gas-Reaktionen im H1 Detektor trainiert wurde.* $\sigma_8(\sigma_{10})$ *ist die Breite einer Gaußanpassung unter Verwendung einer* $8(10)Bit \rightarrow 8Bit$*-Look-Up-Table.*

Eine wichtige Frage ist, inwieweit die Implementierung des Algorithmus in Festkommadarstellung zu numerischen Ungenauigkeiten führt. Die Eingabewerte liegen bereits als 8 *bit* Werte vor. Damit gibt es keine Rundungsfehler in den Eingabewerten.

Die Verwendung von 16*bit* Gewichten führt zu vernachlässigbaren Fehlern gegenüber der Anwendung einer 10 *bit* → 8 *bit* LUT für die Aktivierungsfunktion. Dies stellt den dominierenden Fehlerbeitrag im Ausgabewert dar, wie in Abb. 4.11 durch Vergleich der Anwendung einer 10*bit* → 8*bit* LUT mit der ursprünglich implementierten 8 *bit* → 8 *bit* LUT demonstriert. Dabei wurde ein in Fließkommadarstellung vorhandenes Feedforward-Netz, das auf einer UNIX-Workstation trainiert wurde, in eine Festkommadarstellung umgewandelt.

Die Benutzung einer 10 *bit* → 8 *bit* LUT ist in dem Sinne numerisch optimal, daß bei einer LUT der Fermifunktion im Bereich $[8.0; -8.0]$ an der Stelle des steilsten Anstiegs um Null die Änderung um ein Bit im Argument auch die Änderung um ein Bit im Ausgabewert zur Folge hat[17]. Die Umwandlung von Fließkommagewichten ist nicht völlig trivial, wurde aber deshalb verwirklicht, da mit dem CNAPS trainierte Netze im Durchschnitt eindeutig schlechtere Effizienzen liefern als in Fließkommarechnung trainierte Netze [83, 95, 96]. Dies hängt mit numerischen Problemen bei der Darstellung kleiner Lernschritte zusammen. Der Effizienzverlust durch numerische Fehler nach der Umwandlung ist demgegenüber vernachlässigbar, da, wie in

---

[17] $\max|g'(z)| = \frac{1}{4}$ für $g(z) = \frac{1}{1+\exp(-z)}$. Der 8 *bit* Ausgabewert der LUT ist als Zahl im Intervall $[0; 1]$ zu interpretieren. Damit folgt die Aussage.

Abb. 4.11 zu sehen, diese Fehler klein sind. Relativ zur Varianz des Ausgabewertes liegen die Abweichungen der Ausgabewerte bei etwa $\mathcal{O}(1/100)$. Die resultierenden Effizienzverluste sind bei mit H1-Triggerdaten trainierten Netzen klein gegen den statistischen und anderen Fehlern[18].

Bei der Umwandlung wird die Position des Kommas in der Festkommadarstellung dem höchsten Gewicht in einer Schicht angepaßt. Um numerische Probleme durch zu wenig Nachkommastellen in den Gewichten zu vermeiden, wurde das maximal erlaubte Gewicht zur Umwandlung auf den Wert 16.0 festgesetzt. Da dieser Wert in das Argument einer Exponentialfunktion eingeht, und die minimale Differenz von Eingabewerten bereits den Wert 1.0 hat, sind solche Werte mit extremem Sättigungsverhalten verknüpft, und treten deshalb nur bei übertrainierten und pathologischen Netzen auf.

4.4.3 Der Background Encapsulator auf dem CNAPS

Die Hardware des CNAPS ist für die Implementierung dieses Algorithmus ausgesprochen gut geeignet.

Für die einzelnen Cluster läßt sich die Hauptachsentransformation gleichzeitig durchführen, da der Raum der Eingabevariablen identisch ist. D.h. mit dem CNAPS können in diesem Fall mehrere Vektormatrixmultiplikationen parallel durchgeführt werden. Da Spaltendimension und -bedeutung identisch sind, lassen sich die verschiedenen Matrizen auch als eine einzige große Matrix auffassen.

Insgesamt darf aber $dim(\vec{x}_{\text{Eingabe}}) \times n_{\text{Cluster}}$ die Anzahl der Prozessoren nicht überschreiten, weshalb dieser Algorithmus ein Kandidat für Karten mit mehr als 64 Prozessoren ist.

Die Realisierung der Hyperebenen erfolgt einfach durch zwei Schwellenvergleiche parallel auf allen PNs. Das Resultat wird dann Cluster für Cluster auf dem OUTbus veODERt. Das Triggerresultat ist somit $(1-2)\mu s$ nach dem Einlesen schon verfügbar. Die Ausführungszeit beträgt

$$t_{\text{Encapsualtion}} = (\dim(\vec{x}_{\text{Eingabe}}) + 4 \cdot n_{\text{Cluster}} + 17) \times 48\,ns. \tag{4.21}$$

Das sind 4.8 μs für vier Cluster in 64 Dimensionen.

4.4.4 Topologische Algorithmen auf dem CNAPS

Topologische Algorithmen unterscheiden sich gravierend in ihrer Implementierung von den bisher beschriebenen Algorithmen. Das ist begründet in der Interpretation der Eingabewerte als Bitfelder statt als Zahlen.

Zur Parallelisierung wird dabei von logischen Bit-Vektormatrixoperationen Gebrauch gemacht, die bereits im Abschnitt über die CTL2 in anderem Zusammenhang eingeführt worden sind.

Für die parallele Bearbeitung von booleschen Vektoren als Zwischenergebnisse wird

---

[18] H1-Triggerdaten haben als $8bit$-Werte ein fest vorgegebenes Intervall an Werten. Werden Eingabegrößen mit sehr unterschiedlicher Varianz und Mittelwerten zum Training verwendet, passen sich die Gewichte daran an. Kleine Gewichte können dann zu numerischen Problemen führen.

ein spezifischer Modus benötigt, der das Feld der PNs in acht Segmente unterteilt, die den acht Leitungen des OUTbus entsprechen. Über eine parallele VerODERung kann so in acht Zyklen ein 64-dimensionaler boolescher Vektor erzeugt werden. Realisiert wird dies mittels eines *Handshake*-Verfahren, bei dem ein gerade aktives PN seinen Nachbarn aktiviert und sich selbst deaktiviert.
Nur mit letzterem Verfahren gelang es, den in Abschnitt 6.2 beschriebenen Back-to-Back-Algorithmus unter die erforderlichen 10 μs zu bringen.

4.5 Software für den neuronalen L2 Trigger

Um die Software des neuronalen L2 Triggers, die zum einen Kontrollsoftware für die Hardware und zum anderen Entwicklungs- und Simulationssoftware für die Analyse umfaßt, wurde durch die Schaffung gemeinsamer **C**-Bibliotheken und Datenformate eine Klammer um alle Teilprojekte gelegt. Ein gemeinsames Versionsverwaltungssystem (CVS[97]) ermöglicht das gleichzeitige Arbeiten mehrerer Personen an entfernten Standorten. An dieser Stelle soll nur eine kurze Übersicht erfolgen. Weiterführende technische Informationen finden sich in [98].

4.6 Kontrollsoftware

Die Kontrollsoftware ist in ein Client-Server-Konzept[19] eingebettet. Damit können Experten von entfernten Standorten über paßwortgeschützte Zugriffe mit einem Client (NnCockpit) unmittelbar Diagnose betreiben und den Trigger rekonfigurieren.
In Abb. 4.12 ist eine schematische Übersicht über die Kontrollsoftware dargestellt. Ein übergeordneter UNIX-Prozeß (*NnServer*) übernimmt die Client-Server-Kommunikation und überwacht die eigentlichen Lade- und Monitorprozesse (*NnMonitor* und *NnLoader*) über gemeinsame Speicherbereiche (*shared memory*). Das Ladeprogramm erhält im Normalbetrieb seine Anweisungen von der H1-Datenakquisition über den VIC, kann aber auch von Hand gesteuert werden. Mittels hardware- und aufgabenspezifischer Treiber (schwarze Pfeile unten in Abb. 4.12) übernimmt es die Initialisierung, Aktivierung und Deaktivierung der einzelnen Hardwarekomponenten. Alle Konfigurationsparameter werden einer lokalen Datenbank entnommen. Da nicht übermäßig umfangreich, stehen die CNAPS Programme im Klartext in dieser Datenbank und werden bei der Initialisierung über spezielle Treiberroutinen [99] assembliert.
Das Monitorprogramm zeichnet Raten auf und histogrammiert Daten für Plausibilitätsüberprüfungen.
Ein Ausfall einzelner Teile der Steuerungssoftware hat keinen Einfluß auf die Hardware; diese bleibt im zuletzt eingestellten Zustand. Jedoch unterbleibt die Übermittlung von Konfigurationsdaten an die lokale Datenbank.

---

[19] Fachbegriff für die Teilung von Benutzungsoberflächen und eigentlichem Programm, wobei die Benutzungsoberflächen auf anderen Rechnern als das Programm aufrufbar sind.

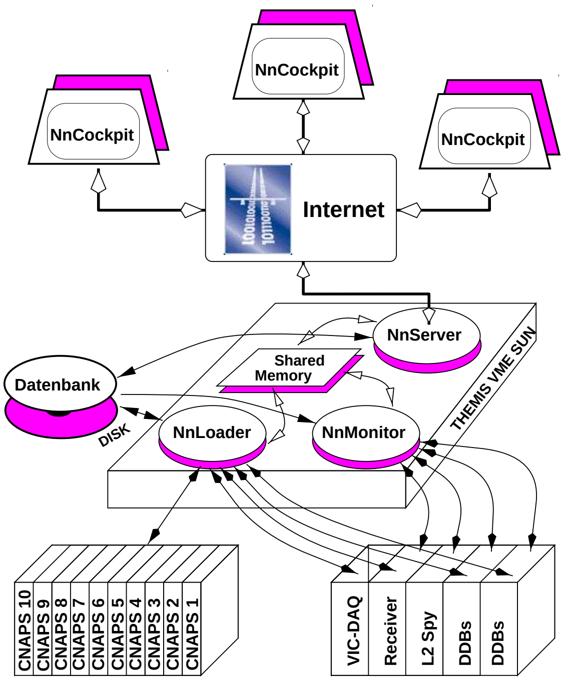

Abbildung 4.12: *Das Schema der Kontrollsoftware des neuronalen L2 Triggers.*

4.7 Simulations- und Entwicklungssoftware

Für die H1-Datenanalyse ist eine Simulation des L2 Triggers entwickelt worden [100]. Dabei werden die einzelnen algorithmischen Verfahren bitgenau simuliert.
Das Simulationsprogramm extrahiert auch Triggerdaten aus H1-Ereignissen für die Entwicklungsprogramme der Algorithmen. Dabei werden alle Daten mit einer Namensidentifikation versehen, der eine Treiberanweisung für die DDB zugeordnet ist, wie diese Größe aus dem L2-Datenstrom zu extrahieren ist. Eine gemeinsame Bibliothek für alle L2-Programme sorgt dafür, daß jedes Byte seine richtige Namensidentifikation während aller Verarbeitungsschritte behält.
Im folgenden sei kurz der Entwicklungsweg eines neuronalen Netzwerks skizziert:
In einem ersten Schritt werden die Daten für das Trainingsprogramm aufbereitet. Das umschließt Selektion, Datenformatsumwandlung, Einteilung in Physik- und Untergrundklasse sowie die Durchmischung. Statistische Untersuchungsmethoden sind eingearbeitet, um die sensitivsten Eingabegrößen des L2-Datenstroms zu identifizieren.
Danach wird ein Trainingsprogramm mit dem BPG durchgeführt, wobei Parameter, wie die Anzahl der versteckten Knoten, variiert werden können.
Mittels eines Testprogramms wird das beste Netz ausgewählt, und über Ratenabschätzungen die Triggerschwelle für die Ausgabe festgelegt.
Nach Konvertierung auf das Parallelrechnerformat kann ein Netz in die lokale Datenbank des L2-Steuerungsrechners übernommen werden und steht dann für einen Einsatz zur Verfügung.

Selektion diffraktiver J/ψ-Ereignisse

5

Dieses Kapitel beschreibt die Selektion diffraktiver Ereignisse des elastischen Prozesses $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ und des inelastischen Prozesses $ep \to e(J/\psi \to e^+e^-) + X$ in der Photoproduktion. Dabei wird erstmalig im Vergleich zu bisherigen Analysen [101, 102] im rückwärtigen Bereich des H1 Detektors eine Elektronidentifikation aus der kalorimetrischen Information des SpaCals verwendet. Mit dem zentralen Spurkammersystem und dem LAr-Kalorimeter lassen sich nur Elektronen mit $\theta < 160^0$ identifizieren, entsprechend einer Einschränkung in der γp-Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} < 150\,GeV$. Das SpaCal wird dazu benutzt, Elektronen mit einem Zerfallswinkel $\theta > 160^0$ zu identifizieren und ihren Impuls zu messen. Damit kann der Prozeß $\gamma p \to p(J/\psi \to e^+e^-)$ bis nahe an die kinematische Grenze von $W_{\gamma p} \lesssim 300\,GeV$ untersucht werden. Diese Analyse verwendet H1-Daten des Jahres 1995.
Selektionseffizienzen werden für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit Monte-Carlo(MC)-Ereignissen bestimmt. Deshalb werden alle Selektionsschritte auf systematische Abweichungen zwischen simulierten und realen Daten untersucht. Bei Abweichungen werden die Effizienzen der Simulation auf die in den Daten bestimmten Werte korrigiert.
Das Kapitel beginnt mit der Beschreibung der Ereignissimulation. Es folgen die Selektion elastischer Ereignisse und die Rekonstruktion der Kinematik. Danach werden die Trigger, sowie das invariante Massenspektrum und dessen Untergrund untersucht. Im weiteren werden die Effizienzen der Elektronidentifikationsmethoden bestimmt, die Trennung von proton-dissoziativen und elastischen Ereignissen beschrieben, sowie die Werte der Luminosität angegeben. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung von Analyseschnitten und systematischen Fehlern.

5.1 Simulation diffraktiver J/ψ-Produktion

Die Verwendung einer Simulation in der Analyse von Ereignisdaten ist mehrfach motiviert:

- In der Analyse wird die Simulation eingesetzt, um differentielle Selektions- und Akzeptanzverluste aus den beobachteten physikalischen Verteilungen herauszufalten.

- Wegen der Komplexität moderner Hochenergieexperimente wird die Simulation dazu benutzt, Quellen systematischer Unsicherheiten einzugrenzen.
- Aus dem Vergleich der Simulation mit den experimentellen Daten lassen sich physikalische oder technische Annahmen überprüfen.

Der erste Punkt macht die Verwendung einer Simulation für die Reaktion $\gamma p \to p(J/\psi \to e^+e^-)$ erforderlich. Für diesen Endzustand liegen im H1-Experiment unterschiedliche Detektorsignaturen durch verschiedene Winkelakzeptanzen einzelner Komponenten des Detektors vor (s. Abb. 5.1). Die Polarwinkel und Energien der Zerfallsleptonen bedingen Akzeptanzverluste im H1 Detektor.
Die Selektionseffizienz wird in dieser Arbeit aus der MC-Simulation abgeleitet. Eines der Hauptaufgabe dieses Kapitels ist deshalb die Überprüfung der für die Selektion wichtigen Aspekte in der Simulation mit Daten und die Abschätzung der daraus resultierenden systematischen Fehler.

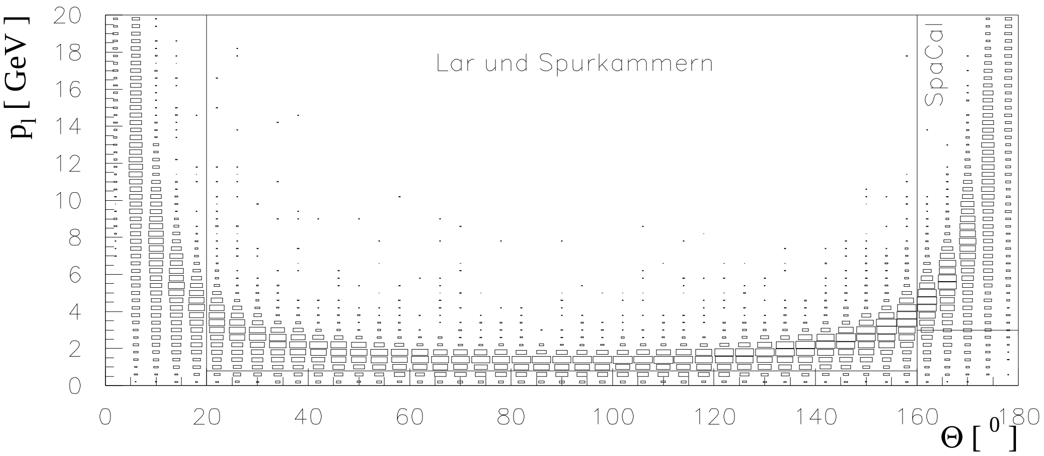

Abbildung 5.1: *DIFFVM Monte-Carlo-Simulation: Polarwinkelverteilung der Impulse p_l der Zerfallselektronen für die Reaktion $ep \to ep(J/\psi \to ee)$. Die Polarwinkelbereiche der für die Identifikation verwendeten Detektoren sind eingezeichnet. Die Impulsakzeptanzgrenzen der Analyse von $p_l < 0.8\,GeV$ zwischen $20^0 < \theta < 160^0$ und $p_l < 3.0\,GeV$ zwischen $160^0 < \theta < 177^0$ sind ebenfalls eingezeichnet.*

5.1.1 Der Generator DIFFVM

Für die Simulation der Vierervektoren des Prozesses $\gamma p \to p(J/\psi \to e^+e^-)$ wird der Generator DIFFVM [66] verwendet. Diese Vierervektoren werden von dem Simulationspaket H1SIM [103] benutzt, um die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial und die daraus resultierende Detektorantwort zu simulieren. Der DIFFVM-Generator orientiert sich an dem in Abschnitt 2.6.2 diskutierten VMD-motivierten Donnachie-Landshoff-Modell.
Da dieses Modell für die J/ψ-Produktion die differentiellen Abhängigkeit in der

phys.Größe	**Param.**	**Wert**	**Abhängigkeit**
elastische Produktion			
s	ϵ	0.225	$\sigma \propto s^{2\epsilon} = W_{\gamma p}^{4\epsilon}$
t	$b[GeV^{-2}]$	4.0	$d\sigma/dt \propto e^{-b\lvert t\rvert}$
Q^2	η	2.5	$\sigma \propto (1+\frac{Q^2}{m_\psi^2})^{-\eta}$
θ^*	-	-	$d\sigma/d\theta^* \propto 1+\cos^2\theta^*$
σ_L/σ_T	-	-	$\sigma_L/\sigma_T \propto Q^2/m_\psi^2$
proton-dissoziative Produktion			
t	$b_0[GeV^{-2}]$	1.6	$d\sigma/dt \propto e^{-(b_0)\lvert t\rvert}$ (und Gl. 2.44)
M_X	exp. Anpassung($M_X \leq 4\,GeV$) und Gl. (2.43)($M_X > 4\,GeV$)		

Tabelle 5.1: *Die verwendeten physikalischen Annahmen für die elastische und proton-dissoziative J/ψ-Produktion durch DIFFVM. Insofern die Abhängigkeit einen freien Parameter enthält, wird sein Wert angegeben. Die letzte Spalte gibt die Form der Abhängigkeit an.*

Schwerpunktsenergie nicht korrekt wiedergibt (s. Abb. 2.3), sind die Parameter des Modells nicht aus der Pomeron-Trajektorie abgeleitet, sondern den bisher bei H1 gemessenen Verteilungen angepaßt [12].
Für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie wurde insbesondere ein Verlauf der Form $W_{\gamma p}^{0.9}$ anstatt $W_{\gamma p}^{0.32}$ verwendet. Die Form der Winkelverteilung im J/ψ-Schwerpunktsystem(θ^*) ist aus der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung [104] des Prozesses abgeleitet. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.
Der Wirkungsquerschnitt in M_X ist für $M_X < 4\,GeV$ an gemessene Resonanzverteilungen [28] angepaßt, und wird darüber durch Gl. (2.43) beschrieben. Die Protonfragmentation wird vom Programmpaket JETSET7.4 [105] simuliert.

5.2 Selektion elastischer Ereignisse

Die von DIFFVM generierten Ereignisse werden dazu benutzt, Akzeptanzkorrekturen der Selektion zu ermitteln. Die Winkelakzeptanzen der für die Teilchenidentifikation benutzten Detektorkomponenten sind:

- Zentrales Spurkammernsystem : 20^0 - 160^0,
- LAr-Kalorimeter : 4^0 - 160^0,
- SpaCal : 157^0 - 177^0.

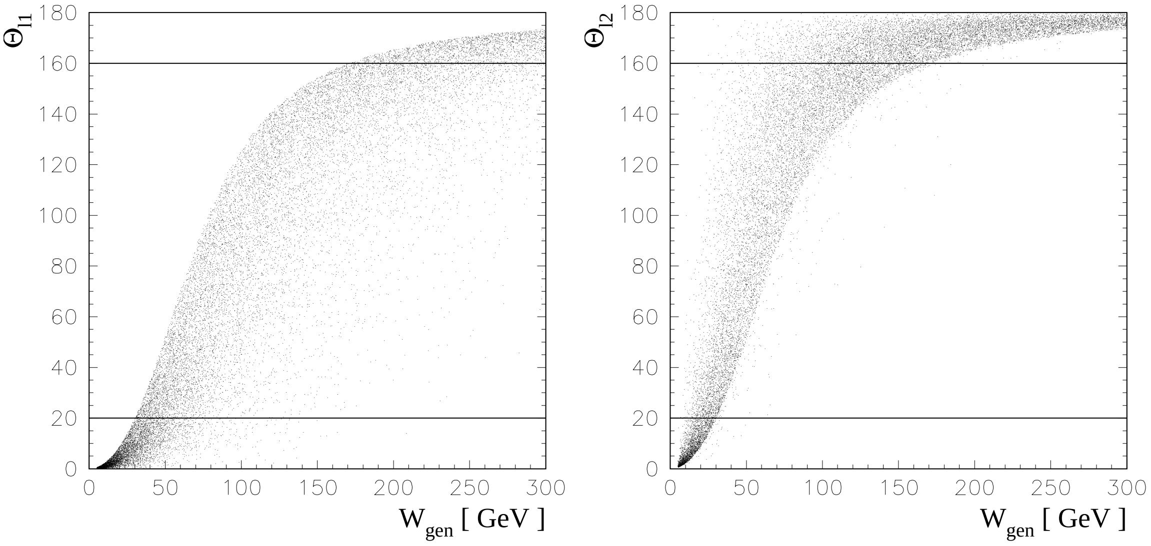

Abbildung 5.2: *Polarwinkelverteilungen der generierten Zerfallsleptonen aufgetragen gegen die generierte γp-Schwerpunktsenergie W_{gen}. Leptonen mit dem kleineren Polarwinkel θ_{l1} in der Reaktion sind links, die anderen mit dem größeren Polarwinkel θ_{l2} rechts dargestellt. Die Akzeptanzgrenzen einer Elektronidentifikation mit kombinierter Spurkammer– und Kalorimeterinformation von $20^0 < \theta < 160^0$ sind ebenfalls eingezeichnet.*

Diese Werte entsprechen nicht exakt den geometrischen Grenzen, sondern geben die Grenzen an, bis zu denen die Detektoren für die Teilchenidentifikation verwendet werden.

In Abb. 5.2 sind die Polarwinkelverteilungen von Zerfallsleptonen generierter DIFFVM-Ereignisse gegen die Schwerpunktsenergie dargestellt. Das Lepton mit dem kleineren Zerfallswinkel ist links und das andere rechts dargestellt. Das Diagramm ist für die Zerfälle $J/\psi \to e^+e^-$ und $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ identisch, die folgende Diskussion konzentriert sich jedoch vornehmlich auf die Identifikation von Elektronen und Positronen.

Der Bereich zwischen den beiden Linien bei 20^0 und 160^0 gibt den Bereich an, in dem eine kombinierte Teilchenidentifikation über Spurkammern und Kalorimeter möglich ist. Es ist zu erkennen, daß damit ein W-Bereich von $(30-150)\,GeV$ zugänglich ist. Darüber muß eine Teilchenidentifikation anhand der Information des SpaCals und der BDC erfolgen (vgl. Abb. 3.3). Unterhalb von $30\,GeV$ hätte eine Identifikation allein durch das LAr-Kalorimeter in dessen Vorwärtsbereich zu erfolgen, jedoch waren die bisherigen Triggerschwellen zu hoch für diese Ereignisklasse. Deshalb werden in dieser Arbeit nur Ereignisse mit $W_{\gamma p} > 30\,GeV$ untersucht.

Die geschweifte Trennkurve in den beiden Diagrammen entspricht der Symmetrielinie, bei denen die Leptonen im J/ψ-Schwerpunktsystem senkrecht zur Elektronflugrichtung zerfallen. Die wenigen Punkte unterhalb der Symmetrielinie für das Lepton mit höherem Polarwinkel entsprechen Ereignissen mit höherem Q^2.

Es gibt zwei Möglichkeiten, hochenergetische Elektronen aus der J/ψ-Produktion im H1-Detektor nachzuweisen. Zum einen kann die Spurimpulsmessung mit der Kalori-

meterenergiemessung kombiniert werden, um Elektronen von pionischem Untergrund zu separieren. Das ist im Zentralteil von H1 auch erforderlich, da hier der mittlere Impuls $|p_\ell| \approx |p_\ell^\perp| \approx m_{J/\psi}/2 = 1.5\,GeV$ zu gering ist, um ein Elektron nur anhand seines Schauerprofils zu identifizieren [101].
Zum anderen kann im rückwärtigen SpaCal das Elektron allein durch sein Schauerprofil identifiziert werden, da hier die Segmentierung feiner und die Energie der Elektronen durch den Lorentz-Boost des γp-Schwerpunktsystems gegenüber dem Laborsystem größer ist [106].
In dieser Arbeit werden diese zwei Identifikationsmöglichkeiten genutzt, drei Selektionsklassen für Elektronpaar-Ereignisse zu definieren[1]:

- **T-T.** Beide Zerfallselektronen befinden sich im Zentralbereich: $20^0 < \theta_{1,2} < 160^0$, mindestens ein Elektron mit $\theta < 155^0$.

- **T-C.** Ein Elektron wird über das SpaCal und eines im Zentralteil identifiziert: $80^0 < \theta_1 < 155^0$ für das Elektron im LAr-Kalorimeter, $160^0 < \theta_2 < 177^0$ für das Elektron im SpaCal.

- **C-C.** Beide Elektronen werden über das SpaCal identifiziert: $160^0 < \theta_{1,2} < 176^0$

Die teilweise Aussparung des Bereiches von $155^0 - 160^0$ hat seinen Grund in der Tatsache, daß sich darin der Überlappbereich zwischen LAr-Kalorimeter und SpaCal befindet. In der C-C–Selektion wurde die oberste Akzeptanzgrenze 1^0 niedriger als in der T-C–Selektion gewählt, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern.
Die selektierten Ereignisse im Verhältnis zur Gesamtheit aller simulierten Ereignisse sind in Abb. 5.3 in den differentiellen Verteilungen der Schwerpunktsenergie und der Masse M_X dargestellt. Der Bereich zwischen $W_{\gamma p} = (30 - 300)\,GeV$ wird kontinuierlich durch die drei Selektionen abgedeckt.
Allen Selektionsklassen gemein ist die Elastizitätsbedingung, daß außer in Richtung der beiden Elektronen keine weiteren vertexangepaßten Spuren mit $\theta > 10^0$ vorkommen dürfen. Für jede der drei Klassen ist in Abb. 5.4 ein Kandidat aus der Datenselektion in '95 dargestellt.

5.3 Rekonstruktion der Kinematik

5.3.1 Impuls und Winkelbestimmung

Der erste Schritt zur Bestimmung der Kinematik ist die Berechnung der Viererimpulse p_i aus dem Betrag der Impulse $|p_i|$ und den Zerfallswinkeln θ_i und ϕ_i der beiden Elektronen ($i \in \{1,2\}$). Wird für ein Zerfallselektron eine Spur rekonstruiert, so kann aus der Bahnkrümmung im Magnetfeld von H1 ($1.16\,T$) der Impulsbetrag und

---

[1] Die Benennung der Identifikationen erfolgte nach dem englischen **T**rack (Spur) und **C**luster (Schauer)

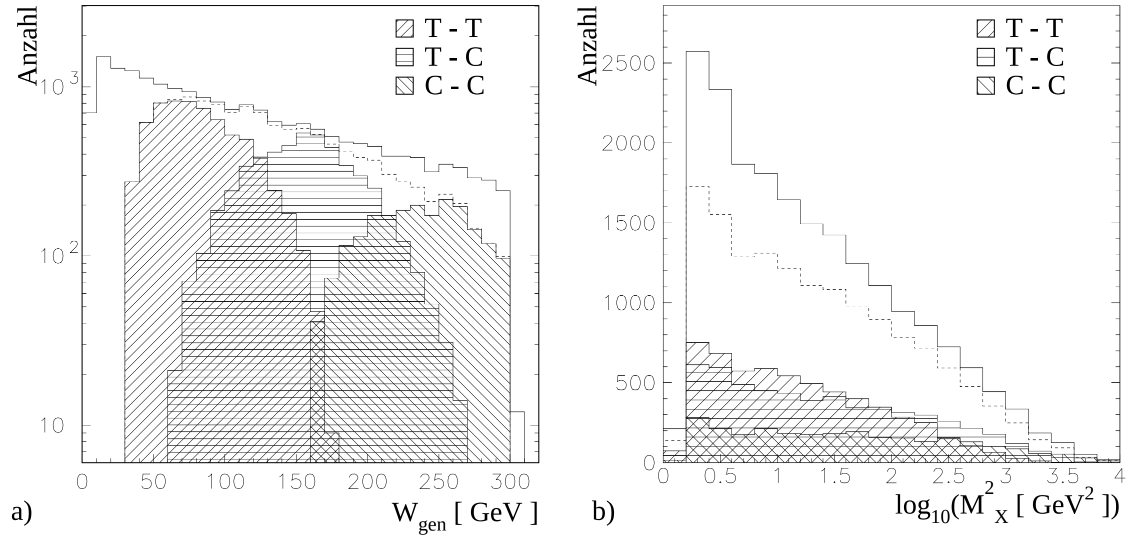

Abbildung 5.3: *Die Verteilungen von mit DIFFVM generierten Ereignissen in der Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *(a) und der invarianten Masse* M_X *(b) des Protonrestsystems. Die schraffierten Verteilungen ergeben sich aus den Winkelakzeptanzen der drei möglichen Elektronpaar-Identifikationsmethoden. Die gestrichelte Linie stellt die Summe der drei Selektionen dar. Die logarithmische Skala in (a) ist zu beachten. Es wurden* $3 \cdot 10^4$ *Ereignisse simuliert (im Vgl. zu O(400) beobachteten Ereignissen).*

die Ladung des Teilchens gemessen werden.
Eine Spur für einen Elektronkandidaten muß folgende Kriterien erfüllen[2]:

- $20^0 < \theta < 160^0$ und $p_l > 0.8\,GeV$,
- sie muß vom primären Ereignisvertex kommen,
- es müssen mehr als 10 Spurpunkte vorhanden sein,
- Spuren der Vorwärtskammern werden ausgeschlossen, falls $\chi^2/n.d.f. < 10$ (Vertexanpassung) oder $\chi^2/n.d.f. < 20$ (Spuranpassung),
- Abstand Spur-Startpunkt-Strahlachse $r_{start} < 30cm$.

Die gemessene Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren in den zentralen Spurkammern und für mit den Vorwärtskammern kombinierte Spuren beträgt $(97.5 \pm 2.0)\%$ [102, 107]. Die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit in der Simulation beträgt $(99.5 \pm 0.4)\%$. Der Unterschied von 2% wird im systematischen Fehler berücksichtigt.
Im rückwärtigen Bereich $\theta > 160^0$ wird der Impuls aus der kalorimetrischen Schauerenergie bestimmt. Die Energieauflösung des SpaCals für elektromagnetische Schauer beträgt $7.5\%/\sqrt{E(GeV)} \oplus 2.5\%$ [106] mit einer Skalenungenauigkeit von

---

[2] Eine ausführliche Beschreibung der Spurfindung in H1 siehe [107].

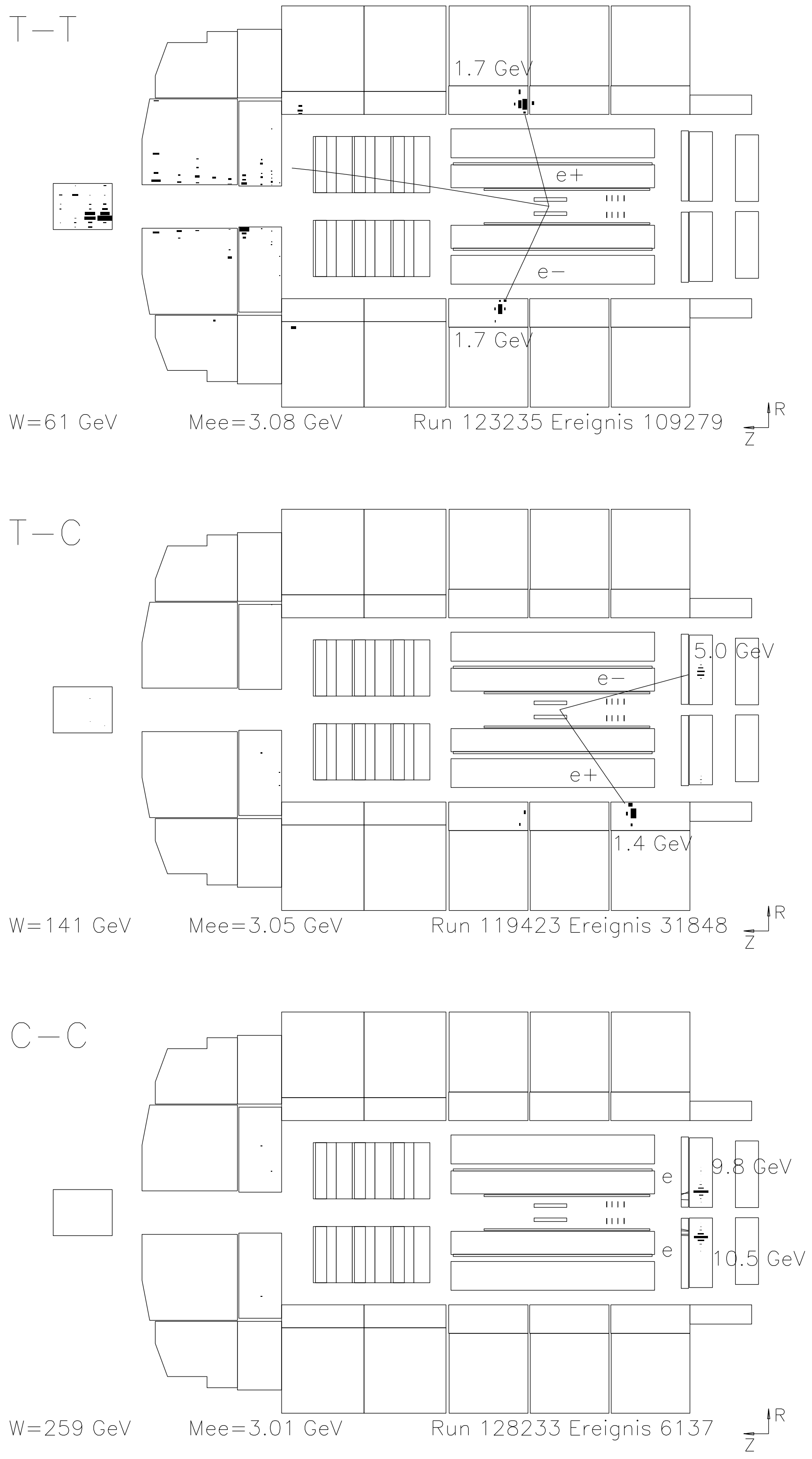

Abbildung 5.4: *Drei Ereignisse der unterschiedlichen Selektionsklassen aus dem Jahr 1995. Das T-T Ereignis ist proton-dissoziativ.*

1% bei 27.5 GeV und 3% bei 7 GeV.
Für das Elektron im SpaCal wird keine Spur vom Ereignisvertex verlangt. Ungefähr 60% der Ereignisse in der C-C–Selektion haben keine Spuren (z.B. das Ereignis in Abb. 5.4 unten). Für diese Ereignisse ist der Ereignisvertex unbestimmt und wird durch den sogenannten Run-Vertex ersetzt. Dies ist der Mittelwert der aus ep-Ereignissen eines Runs[3] bestimmten Ereignisvertizes. Durch Strahladjustierungen variiert der Wert des Run-Vertex einige Zentimeter um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Bedingt durch die Ausdehnung der Teilchenbündel im Beschleuniger variiert der Vertex der einzelnen Ereignisse um den Run-Vertex mit $\sigma_{vertex} = 12\,cm$. Dieser Fehler dominiert den Rekonstruktionsfehler der Polarwinkel der Zerfallselektronen für Ereignisse der C-C–Selektion.
In Abb. 5.5 sind die relativen Verteilungen der Impulse und Polarwinkel beider Zerfallselektronen der T-T–, T-C– und C-C–Selektion dargestellt. Dabei werden jeweils Daten und DIFFVM Monte-Carlo verglichen. Für die Daten ist die in den nachfolgenden Abschnitten beschriebene Selektion angewandt worden (s. Tab.5.12). Impuls- und Winkelverteilungen der Simulation beschreiben die Daten gut.

5.3.2 Die Rekonstruktion von m_{ee}, p_t^2, y und $W_{\gamma p}$

Aus den Viererimpulsen $p_1 = (E_1, \vec{p_1})$ und $p_2 = (E_2, \vec{p_2})$ werden die invariante Masse m_{ee}, sowie die Inelastizität y_{JB} des Ereignisses und der quadrierte Transversalimpuls p_t^2 des J/ψ rekonstruiert (s. auch Kap. 2):

$$
\begin{aligned}
m_{ee} &= \sqrt{\left(\sqrt{\vec{p_1}^{\,2} + m_e^2} + \sqrt{\vec{p_2}^{\,2} + m_e^2}\right)^2 - (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2} && (5.1)\\
y_{JB} &= \frac{1}{2E_\ell}\left(E_1 + E_2 - p_{z,1} - p_{z,2} + \sum_{sonst.Spuren} (E - p_z)\right) && (5.2)\\
p_t^2 &= (p_{x,1} + p_{x,2})^2 + (p_{y,1} + p_{y,2})^2 && (5.3)\\
W_{\gamma p} &= \sqrt{y_{JB} \cdot s_{ep}}. && (5.4)
\end{aligned}
$$

Bei der Berechnung der Größe y_{JB} nach Gl. (2.6) wird auf die Einbeziehung von Energien aus dem LAr-Kalorimeter verzichtet, da der Rauschpegel in diesem Kalorimeter sonst den Rekonstruktionsfehler in y dominieren würde. Für elastische Zwei-Spur-Ereignisse errechnet sich y_{JB} allein aus p_1 und p_2.
Die Verteilungen der relativen Rekonstruktionsfehler sind in Abb. 5.6 dargestellt. Die Fehler sind mit simulierten Ereignissen durch den Vergleich generierter (gen) und rekonstruierter (rec) Größen bestimmt worden. Die Asymmetrie der Verteilung für die invarianten Masse in der T-T– und T-C–Selektion ist durch Bremsstrahlungsverluste bei der Impulsmessung über die Spur bedingt (s. Abb. 5.7a). Diese Bremsstrahlungsverluste sind an den Randbereichen der Akzeptanz größer. Die mittleren

---

[3] Ein Run ist ein Zeitabschnitt von bis zu etwa 3 Stunden Länge ohne Veränderung von Detektor- oder Beschleunigerbedingungen.

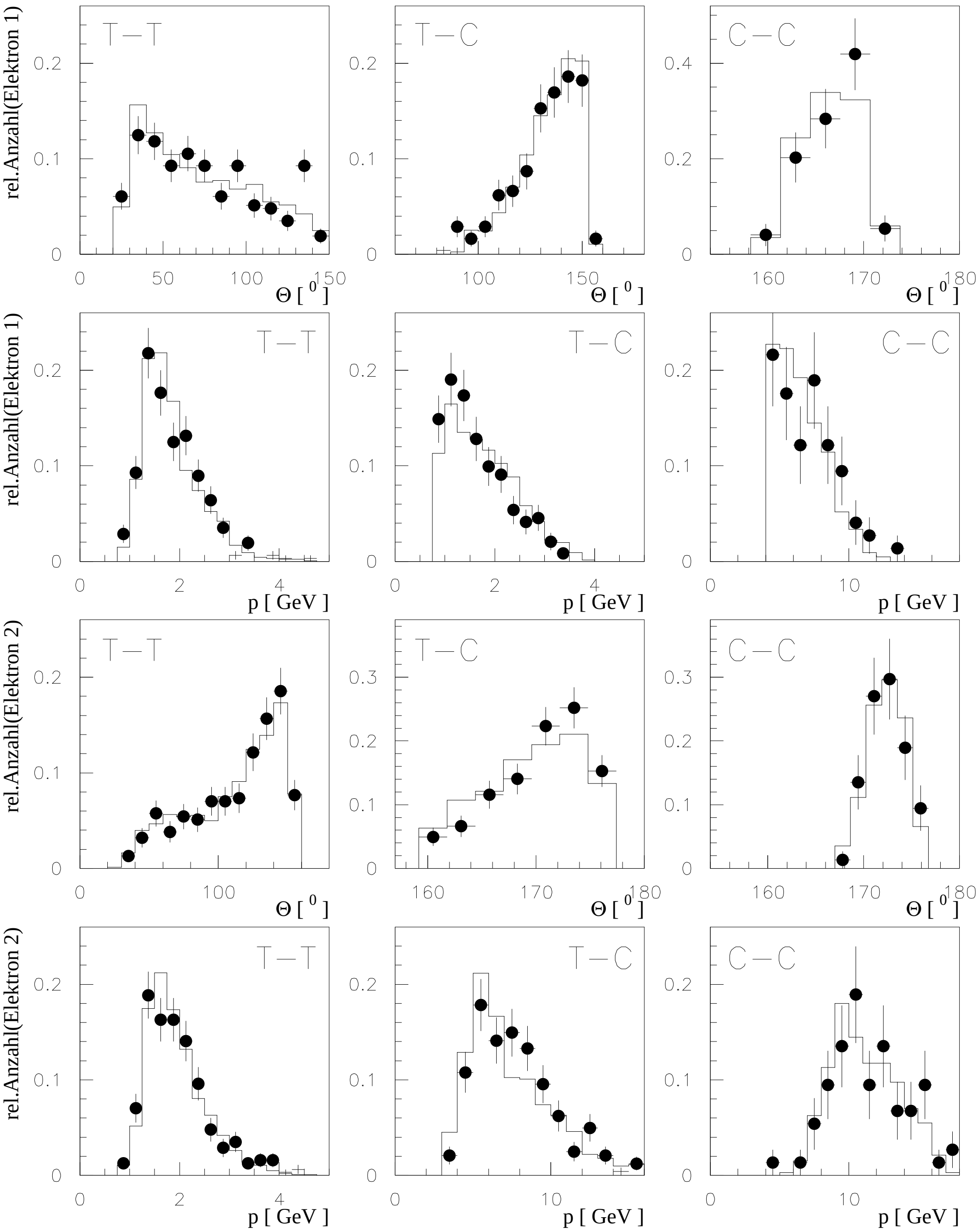

Abbildung 5.5: *Polarwinkel und Impuls des Zerfallselektrons mit dem kleineren (Elektron 1) und größeren Polarwinkel (Elektron 2) in der T-T–, T-C– und C-C–Selektion, wobei zwischen Daten(•) und MC(–) verglichen wird.*

Größe	T-T	T-C	C-C
$\Delta m_{ee}/m_{ee}$	2.0%	2.7%	5.7%
$\Delta y/y$	2.1%	3.2%	2.4%
$\Delta W_{\gamma p}/W_{\gamma p}$	1.0%	1.6%	1.2%
$\Delta p_t^2/p_t^2$	15%	21%	49%

Tabelle 5.2: *Relative mittlere Fehler in der Rekonstruktion von m_{ee}, y, $W_{\gamma p}$ und p_t^2 für die drei Selektionen T-T, T-C und C-C in der Simulation. Die Fehler sind aus der Breite der Gaußanpassungen bestimmt.*

relativen Fehler in der Impulsmessung durch Spuren(T) und im SpaCal(C) sind, wie Abb. 5.7a zeigt, ungefähr gleich.
Das Quadrat des Transversalimpulses p_t^2 hat eine schlechtere Auflösung, da sich die Impulskomponenten in Gl. (5.3) überwiegend subtrahieren und p_t^2 fast nur Werte $< 1GeV^2$ hat. Mit zunehmendem Transversalimpuls wird der Rekonstruktionsfehler kleiner, wie in Abb. 5.7b dargestellt. Deshalb ist die Form der Verteilung des Rekonstruktionsfehlers in Abb. 5.6 für die T-T– und T-C–Selektion auch nicht gaußförmig.

Für die C-C–Selektion ist der Rekonstruktionsfehler in dieser Größe durch die fehlende Ladungsbestimmungsmöglichkeit dominiert. Wegen der fehlenden Spuren kann die Rechts/Links-Orientierung der Helix, auf der das Elektron sich im Magnetfeld bewegt, nicht mehr bestimmt werden. Deshalb muß der Azimutwinkel näherungsweise aus der Geraden zwischen Wechselwirkungspunkt und Schauerzentrum (oder BDC-Spur, falls vorhanden) bestimmt werden. Der typische Fehler durch diese Näherung liegt bei $(2-3)^0$ im Azimutwinkel. Für die T-C–Selektion kann auch bei Fehlen einer Spur für das Elektron im SpaCal durch die Annahme eines entgegengesetzten Ladungsvorzeichens zum Elektron im LAr-Kalorimeter eine Helix-Bahn rekonstruiert werden.
Die mittleren relativen Rekonstruktionsfehler der genannten Größen für die verschiedenen Selektionen sind in Tab. 5.2 für simulierte Ereignisse aufgeführt. Mit einer Ausnahme betragen die Rekonstruktionsfehler $(2-3)\%$ in der invarianten Masse m_{ee} und in der Elastizität y_{JB}. Die schlechtere Auflösung der invarianten Masse von etwa 6% in der C-C–Selektion ist bedingt durch die Ungenauigkeit im Ereignisvertex. Diese Auflösung wird innerhalb der C-C–Selektion mit zunehmender Schwerpunktsenergie schlechter, da die Wahrscheinlichkeit, über eine Spur den Vertex bestimmen zu können, abnimmt.

5.4 Die Trigger für die Datenselektion

Der wesentliche Punkt für das Triggern von J/ψ-Ereignissen in Photoproduktion ist das Fehlen des gestreuten Elektrons in der Ereignissignatur. Damit ist die deponierte

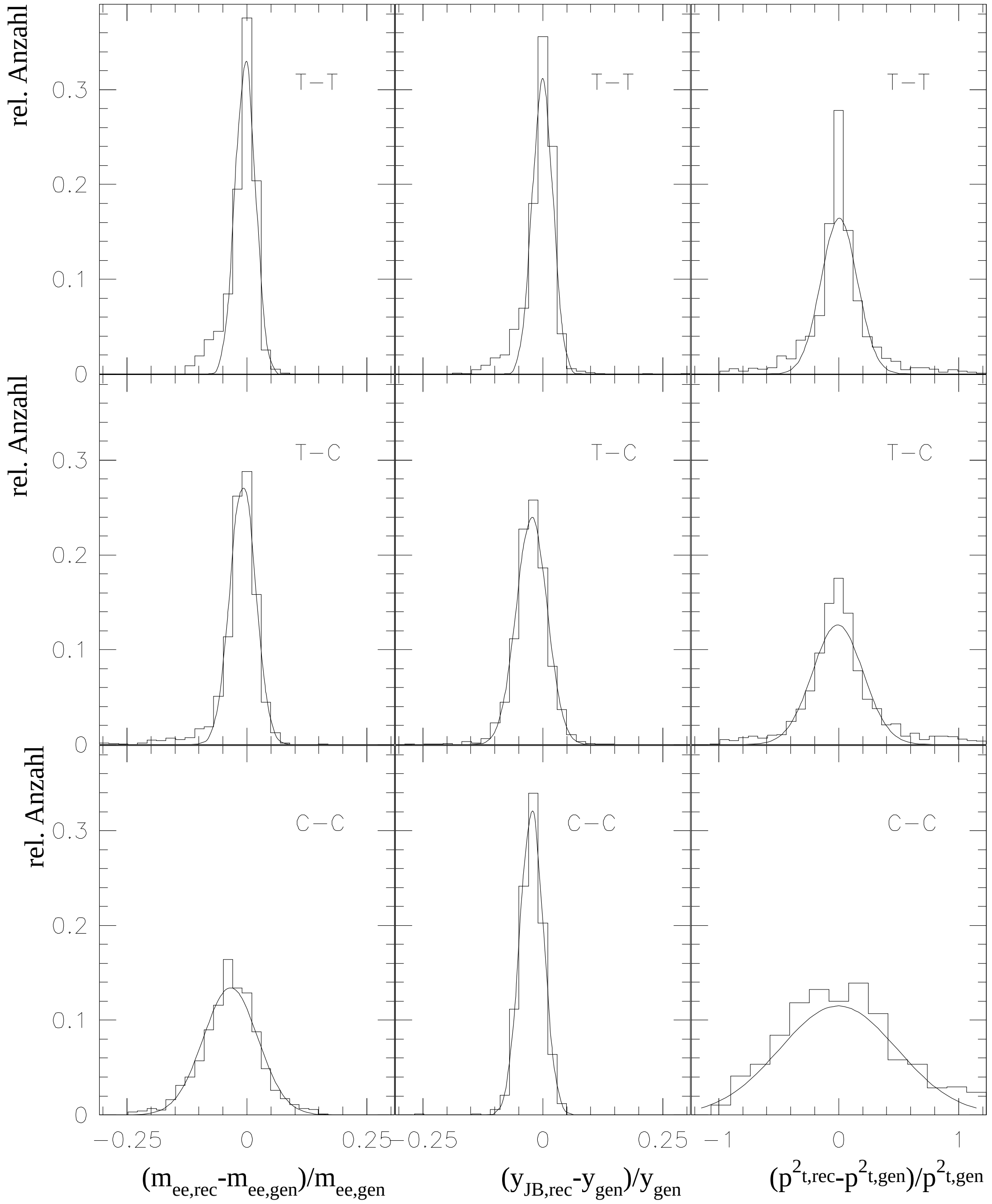

Abbildung 5.6: *Verteilungen der relativen Rekonstruktionsfehler von* m_{ee}*,* y*, und* p_t^2 *in den drei unterschiedlichen Selektionen T-T, T-C und C-C. Für* p_t^2 *ist die abweichende Skalierung der Abszisse zu beachten. Für alle Verteilungen wurde eine gaußförmige Anpassungskurve bestimmt. Erläuterungen s. Text.*

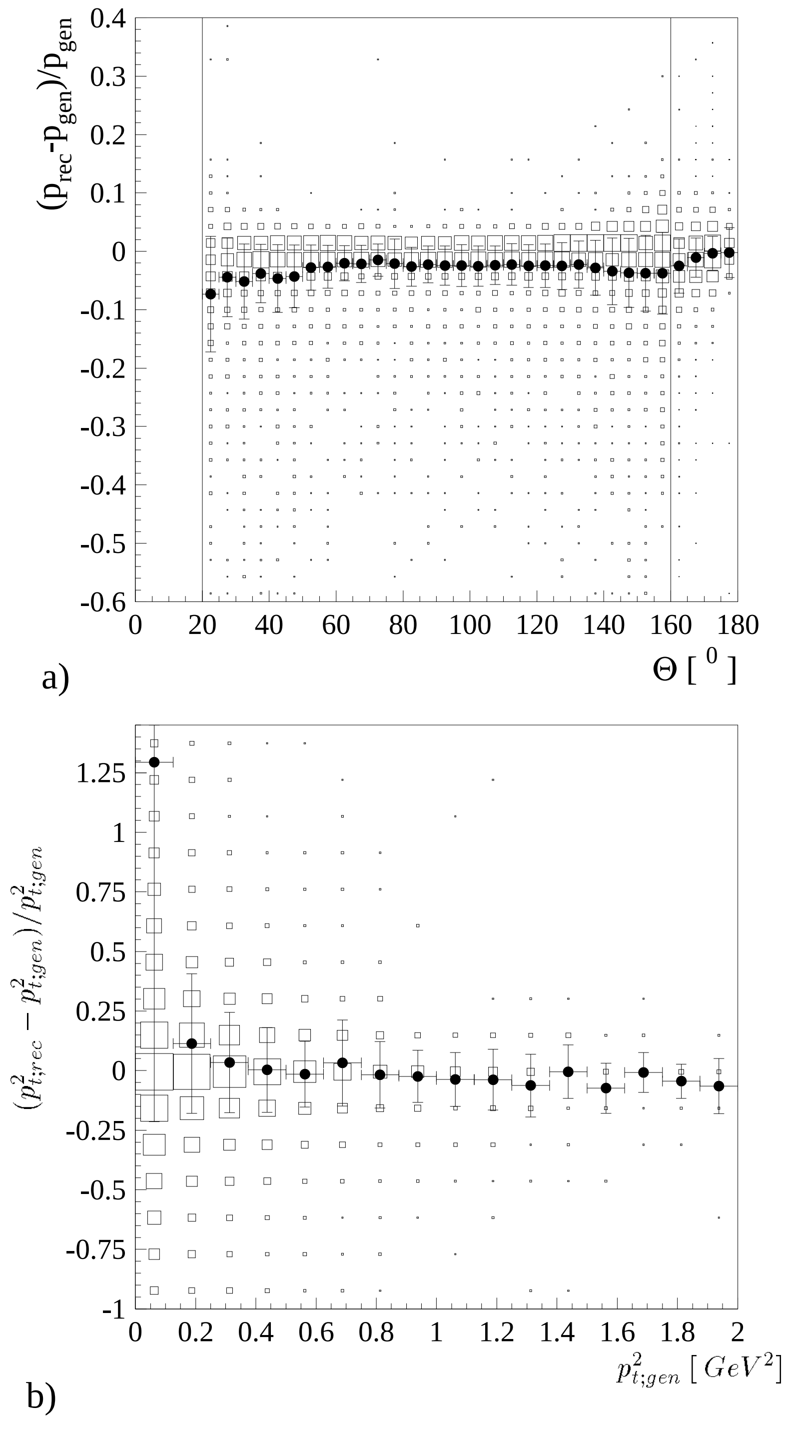

Abbildung 5.7: **a)** *Rekonstruktionsfehler des Elektronimpulses in Abhängigkeit vom Polarwinkel. Im Bereich* $20^0 < \theta < 160^0$ *wird der Impuls aus der Spur, für* $160^0 < \theta < 180^0$ *aus dem Schauer bestimmt. Die Quadrate beider Bereiche sind getrennt voneinander normiert. Die absolute Skalenungenauigkeit der Energiemessung im SpaCal von* 2.5% *ist hier nicht berücksichtigt. Die Punkte geben den Mittelwert der Fehler in einem Intervall und die Balken den durchschnittlichen absoluten Fehler wieder.* **b)** *Rekonstruktionsfehler des Transversalimpulses in Abhängigkeit von seinem Wert für die T-T– und T-C–Selektion. Die Punkte mit ihren Fehlerbalken sind wie in* **a)** *definiert.*

Gesamtenergie im Detektor eine Größenordnung niedriger als für DIS-Ereignisse. Die deponierte Gesamtenergie ist korreliert mit der Inelastizität y des Prozesses (Gl. 2.6). Sie hat ein Minimum für $y = 0.09$, wenn Laborsystem und γp-Schwerpunktsystem zusammenfallen. Für $y > 0.2$ steigt die deponierte Gesamtenergie im Detektor ungefähr linear mit y an (Gl. 2.6).
Die T-T–Selektion erfaßt einen Bereich um diesen Wert $y = 0.09$, in dem die deponierte Gesamtenergie die J/ψ-Masse $m_\psi \approx 3.1\,GeV$ wenig übersteigt. Deshalb werden vorwiegend Spurkammertriggerelemente benutzt, die im Vergleich zum LAr-Kalorimeter-Trigger im Energiebereich von $(1-2)\,GeV$ effizienter sind. Es sind relativ harte topologische Bedingungen notwendig, um die Triggerrate auf Werte der Größenordnung $\mathcal{O}(1Hz)$ zu senken. Deshalb ist die Bestimmung von Triggereffizienzen und ihren Fehlern für diese Selektion von großer Bedeutung.
Bei der T-C–Selektion mit einem Mittelwert in der Inelastizität von $y \approx 0.22$ wird über das Zerfallselektron im SpaCal ausreichend Energie deponiert, um ein Triggersignal auszulösen. Durch die Randbedingung akzeptabler Triggerraten liegen die Schwellen so, daß ein Teil des J/ψ-Signals innerhalb der geometrischen Akzeptanzgrenzen dennoch verloren geht. Ein Teil der Daten wurde über eine Kombination des SpaCal-Triggers mit Spurtriggerbedingungen selektiert. Auch für diese Selektion ist die Bestimmung der Triggereffizienz ein wichtiger Analyseschritt.
Für die C-C–Selektion ist, bedingt durch die Analyseschnitte $4\,GeV$ und $7\,GeV$ auf die Energien der Zerfallselektronen, die Triggereffizienz des SpaCal-Triggers nahe 100%. Die Triggereffizienz spielt hier nur eine untergeordnete Rolle.
Im Jahre 1995 wurde die Triggerstufe L2/L3 nicht eingesetzt, so daß dieser Abschnitt sich auf die Analyse der Stufen L1 und L4 beschränkt. Dieser Abschnitt motiviert aber auch die Entwicklung von L2 Algorithmen in Kap. 6.

5.4.1 L1-Trigger für die T-T–Selektion in 1995

L1-Trigger werden im H1-Experiment Subtrigger genannt und bestehen aus einer logischen Kombination von Triggerelementen (s. 3.2.5). Die in der T-T Selektion verwendeten Subtrigger sind:

S52: `LAR_BR && zVTX_cls && DCr`ϕ`_Tneg` (89 Ereignisse)

S54: `Topo_BR && zVTX_cls && DCr`ϕ`_Tneg` (275 Ereignisse).

Die Zahlen in Klammern geben die Anzahl der Ereignisse in der endgültigen Selektion (Tab. 5.12, insg. 313 Ereignisse) wieder.
Die H1-spezifischen Abkürzungen für die Triggerelemente haben folgende Bedeutung[4]:

- `LAR_BR`: **L**iquid **A**rgon & **B**ig**R**ay trigger.
  Koinzidenz zwischen einem Proportionalkammerstrahl (Big Ray) mit einer Energiedeposition in einem Triggerturm des LAr-Kalorimeters $\gtrsim 1.5\,GeV$. Der „Strahl“ ist eine verlängerte Gerade von Treffern in den Proportionalkammern

---

[4] Die Referenzen enthalten jeweils detaillierte Beschreibungen dieser Elemente.

zum Wechselwirkungspunkt. Die Granularität der Big Rays beträgt 12×16 in θ und ϕ [101, 108, 109].

- `Topo_BR`: **Topo**logical **B**ig**R**ay trigger.
  Koinzidenz zweier azimutal gegenüberliegenden Proportionalkammerstrahlen mit einer Toleranz von etwa $\pm 30^0$ im azimutalen Öffnungswinkel zwischen den Strahlen. Weitere Strahlen dürfen nicht vorkommen [37, 101].
- `zVTX_cls`: **zV**er**T**e**X** **cl**u**s**ter trigger.
  Die Proportionalkammerstrahlen werden auf ein zVertex-Histogramm mit 16 Intervallen im Bereich $\pm 43.9\ cm$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt abgebildet. Hat das Histogramm nur Einträge in vier benachbarten Intervallen, spricht dieses Triggerelement an [37].
- `DCr`ϕ`_Tneg`: **D**rift **C**hamber **r**ϕ **T**rack trigger for **neg**ative charges.
  Mindestens eine Driftkammerspur mit negativer Ladung wird erkannt.

Wegen eines technischen Defektes wurde das Triggerelement `zVTX_cls` einige Wochen durch ein ähnliches Triggerelement `zVTX_small` ersetzt. Dieses Element triggert, wenn im Maximumsintervall des zVertex-Histogramms maximal fünf, in den restlichen Intervallen insgesamt weniger als drei Einträge von Strahlen vorkommen (vgl. Abb. 3.5). Die Effizienz ist ca. $(3-5)\%$ geringer, die Ersetzung wird in der Simulation berücksichtigt.
Für die Bestimmung der Effizienzen in den Daten stehen nur getriggerte Ereignisse zur Verfügung. Der Anteil nicht getriggerter Ereignisse für einen Subtrigger oder ein Triggerelement läßt sich über Daten eines unabhängigen Subtriggers bestimmen. Die Effizienzen der Triggerelemente, aus denen sich S52 und S54 zusammensetzen, werden in diesem Abschnitt einzeln untersucht und in der Simulation, sofern erforderlich, auf den in den Daten gemessenen Wert korrigiert. Die Überprüfung in den Daten ist für die gegebene Zwei-Spur-Topologie nur mit geringer Statistik möglich. Der systematische Fehler der Triggereffizienz wird deshalb aus den statistischen Fehlern der Effizienzbestimmung in den Daten abgeleitet. Die Effizienzen der Triggerelemente in MC und Daten sind in Tab. 5.3 zusammengefaßt.
Die Effizienzbestimmung des Triggerelements `DCr`ϕ`_Tneg` wurde als Einzelspureffizienz für negative und positive Spuren aus der T-C–Selektion unter Benutzung der nur durch das SpaCal getriggerten Ereignisse bestimmt. Die kombinierte Effizienz für eine positive und negative Spur von $(83 \pm 3)\%$ stimmt innerhalb des statistischen Fehlers mit der Simulation (85%) überein.
Die Effizienz der Triggerelemente `zVTX_cls` und `LAR_BR` wurde über Zwei-Spur-Ereignisse bestimmt, die von dem gestreuten Elektron durch das SpaCal (1995:60 Ereignisse) oder durch den Elektron-Tagger (1995:42 Ereignisse) getriggert wurden. Die Effizienz des Triggerelements `Topo_BR` kann nicht hinreichend genau mit vom SpaCal getriggerten Ereignissen bestimmt werden, da der vergleichsweise höhere Impulsübertrag an das gestreute Elektron zu kleineren azimutalen Öffnungswinkeln zwischen den Zerfallselektronen führt. Es wurde deshalb eine Selektion ([110]) von $(J/\psi \to \mu\mu)$–Ereignissen verwendet. Die Effizienzen von `Topo_BR` und `LAR_BR` lassen

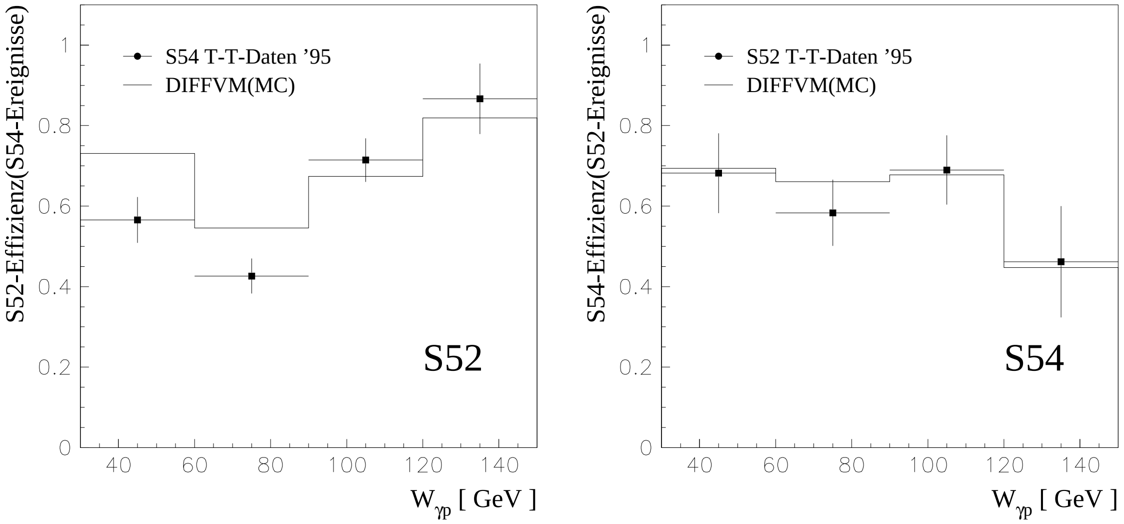

Abbildung 5.8: *Wechselseitige Überprüfung der Subtrigger S52/S54 für Ereignisse des jeweils anderen Subtriggers. MC und Daten stimmen gut überein, jedoch besteht durch die gemeinsame Verwendung des Proportionalkammertriggers eine Korrelation zwischen den beiden Subtriggern.*

sich wechselseitig mit von S52 und S54 getriggerten Ereignissen überprüfen. Dabei ist zu beachten, daß dieser Test wegen der gemeinsam verwendeten Triggerelemente von S52 und S54 nur die korrelierten Effizienzen wiedergibt. Diese sind in Abb. 5.8 dargestellt.

Für das Triggerelement `Topo_BR` sinkt die Effizienz für Ereignisse mit Zerfallselektronen nahe der Akzeptanzgrenze der T-T–Selektion von 20^0 und 160^0, da die geometrische Akzeptanz der COP nur $24^0 < \theta < 156^0$ (s. Abb. 3.3) beträgt und besonders durch die Verschmierung der z-Vertex-Position (Abb. 5.9a) zusätzliche Akzeptanzverluste auftreten. Bei einer Unterteilung des Bereichs $30 \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$ in vier Intervallen ist davon vorallem das Intervall $120 \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$ betroffen. Dies ist in Abb. 5.9b für die DIFFVM-Simulation dargestellt. Die Abhängigkeit der Effizienz vom z-Vertex ist allein durch die geometrischen Akzeptanzgrenzen bedingt. Zwischen $z = 0cm$ und $z = -10cm$ fällt die Effizienz um den Faktor vier. Die z-Vertex-Verteilung in Monte-Carlo wurde an die Daten angepaßt (Abb. 5.9a).

In geringerem Maße sind auch die Triggerelemente `DCr`ϕ`_Tneg` und `LAr_BR` betroffen. Der systematische Fehler des Bereiches $W_{\gamma p} = (120 - 150)\,GeV$ wurde deshalb getrennt von $W_{\gamma p} = (30 - 120)\,GeV$ untersucht. Variation der z-Vertex-Verteilung und Vergleich der `Topo_BR`-Effizienz zwischen MC und einer $(J/\psi \rightarrow \mu\mu)$-Selektion führen zu einer Abschätzung des systematischen Fehlers von 6% für $W_{\gamma p} = (30 - 120)\,GeV$ und 20% für $W_{\gamma p} = (120 - 150)\,GeV$. Da nur 20 Ereignisse in $W_{\gamma p} = (120 - 150)\,GeV$ selektiert wurden, ist eine weitere Verbesserung der Systematik kaum möglich.

Gerissene Drähte in den Proportionalkammern führten dazu, daß die Triggerelemente `zVTX_cls` und `zVTX_small` im Vergleich zum Vorjahr eine verringerte Effizienz aufwiesen (1994:97% [102]). In Übereinstimmung mit [102] wurde die Triggereffizienz

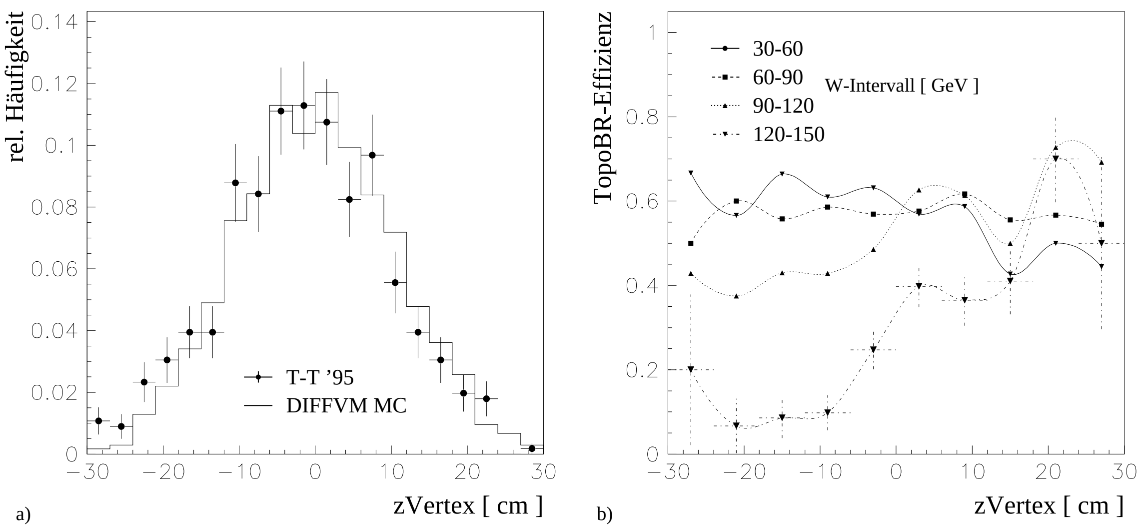

Abbildung 5.9: *a) zVertex-Verteilung in Daten und Monte-Carlo. b) Differentielle Triggereffizienz von* `Topo_BR` *für vier verschiedene Intervalle in* $W_{\gamma p}$ *aus DIFFVM. Für den Bereich* $W = (120 - 150)$ *GeV sind zusätzlich die statistischen Fehler eingetragen. Die Punkte wurden mittels Spline-Interpolation verbunden.*

Triggerelement	Daten	MC	system. Fehler
`LAR_BR`	$50 \pm 4\%$	50%	5%
`Topo_BR`	$55 \pm 4\%$	60%	6% *)
`zVTX_cls`	$87 \pm 4\%$	93%	4%
`zVTX_small`	$85 \pm 4\%$	91%	4%
`DCr`ϕ`_Tneg`	$83 \pm 3\%$	85%	3%

Tabelle 5.3: *Mittlere Effizienzen von Triggerelementen für die T-T–Selektion in 1995 im Bereich* $W_{\gamma p} = (30 - 150)$ *GeV. *) In* $W_{\gamma p} = (120 - -150)$ *GeV beträgt der Fehler* 20%

dieser Elemente in Monte-Carlo um 5% vermindert (Tab. 5.3 zeigt die Werte vor der Korrektur). Die Effizienzen von Triggern der T-T–Selektion in 1994 und 1995 für die elastische J/ψ-Produktion sind bereits in [101, 102] untersucht und bestimmt worden. Die hier unabhängig erfolgte Effizienzbestimmung kommt zu ähnlichen Resultaten mit Ausnahme des diskutierten Problems im Bereich $W_{\gamma p} > 120$ *GeV*. Die Statistik ist jedoch unzureichend, diese Abweichung zu beurteilen. Der gesamte systematische Fehler der mit der Luminosität (s. Abs. 5.8) gewichteten Kombination von S52 und S54 ergibt sich mit den Werten aus Tab. 5.3 zu 8% für $W_{\gamma p} = (30 - 120)$ *GeV* und 22% für $W_{\gamma p} = (120 - 150)$ *GeV*.

5.4.2 L1-Trigger für die T-C–Selektion in 1995

Durch das 1995 eingebaute SpaCal stehen effiziente Trigger für die T-C–Selektion zur Verfügung. Die Energieschwellen sind in Tab. 5.4 angegeben. Dabei werden für einen inneren, mittleren und äußeren Bereich jeweils drei unterschiedlich hohe Schwellen verwendet. Die Schwellentrigger der verschiedenen Bereiche werden zu einem L1-Triggerelement(SIET[5]) verODERt, das angibt, welche höchste Energieschwelle überschritten wurde. Die Abkürzung `SIET>1` bedeutet, daß in mindestens einem Bereich die Energie in einem Triggermodul die mittlere Energieschwelle(Schwelle 2) überschritten hat.

Bereich	`SIET>0`	`SIET>1`	`SIET>2`
1	5.4 ± 0.1	8.1 ± 0.6	19.8 ± 1.9
2	3.1 ± 0.3	5.1 ± 0.45	21.8 ± 2.3
3	1.7 ± 0.1	3.1 ± 0.2	21.5 ± 0.1

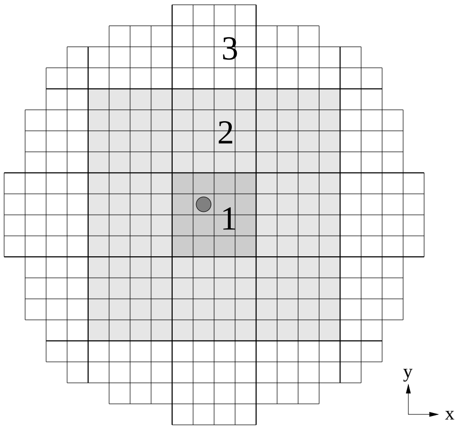

Tabelle 5.4: *Die Schwellen des SpaCal-Triggers in '95 in drei unterschiedlichen Bereichen angegeben in GeV (aus [111]). Ein Quadrat der Darstellung entspricht* $40.5 \times 40.5\,mm^2$. *Der Kreis gibt die Position des Strahlrohrs an. Die Funktionsweise des SpaCal-Triggers wird in Abs. 6.2.1 detailliert erläutert.*

Die für die Analyse der T-C–Selektion verwendeten L1-Subtrigger sind:

S0 :	SIET>1	(122 Ereignisse)
S2 :	SIET>1 && ZVTX_t0 && DCrϕ_TA	(96 Ereignisse)
S2':	SIET>1 && (ZVTX_t0 || DCrϕ_t0)	(66 Ereignisse)

Die Zahlen in Klammern geben die Anzahl der Ereignisse in der endgültigen Selektion (Tab. 5.12, insg. 277 Ereignisse) wieder.
Das Triggerelement `ZVTX_t0` spricht an, wenn im Zeitfenster der Bündeldurchdringung (B.C.) von den Proportionalkammern ein Eintrag in das zVertex-Histogramm erzeugt wird. Das Triggerelement DCrϕ_t0 feuert, wenn zum richtigen B.C. eine Spur in den Driftkammern erkannt wurde; DCrϕ_TA feuert, wenn überhaupt eine Spur erkannt wurde.
Der Subtrigger `S0` ist nach Einführung des Subtriggers `S2` erheblich herabskaliert worden. Deshalb ist der Überlapp mit nur acht Ereignissen sehr klein.
Der Subtrigger `S2` wurde etwa nach einem Drittel der Runperiode aktiviert, und

---

[5] SpaCal Intrinsic Electron Trigger

im letzten Drittel durch `S2'` ersetzt. Der Spurtrigger wird überwiegend durch das Elektron im LAr-Kalorimeter ausgelöst.

Die Triggereffizienz der Bedingung `SIET>1` läßt sich aus Ereignissen bestimmen, die von L1-Subtriggern getriggert wurden, die kein SpaCal-Triggerelement oder die Bedingung `SIET>0` enthalten. Das sind zum Beispiel die topologischen Spurtrigger S52/S54 der T-T–Selektion oder der Elektron-Tagger, der das nur wenig abgelenkte Elektron der ep-Reaktion nachweist. Die Effizienz dieser Trigger liegt jeweils unter 20%, weshalb sie für die Analyse nicht berücksichtigt werden.

Insgesamt gibt es 94 solcher Ereignisse in der T-C–Selektion in einem Massenfenster von ±450 MeV um die J/ψ-Masse.

Die Triggereffizienzen der Bedingungen zVTX_t0 && DCrϕ_TA und (zVTX_t0 || DCrϕ_t0) werden mit nur von `S0` getriggerten Ereignissen bestimmt.

Die so ermittelten Effizienzen sind in Tab. 5.5 zusammengefaßt und werden mit MC-Effizienzen verglichen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Bedingung `ZVTX_t0` ist in MC um 5% nach unten korrigiert worden. Gerissene Drähte sind wie für das Triggerelement `zVTX_cls` in der T-T–Selektion als Ursache zu nennen.

Element	Daten	MC	system. Fehler
SIET>1	$73 \pm 4\%$	75%	4%
ZVTX_t0 && DCrϕ_TA	$58 \pm 5\%$	63%	5%
(ZVTX_t0 || DCrϕ_t0)	$92 \pm 3\%$	94%	3%

Tabelle 5.5: *Triggereffizienzen der T-C–Selektion im Bereich* $W_{\gamma p} = (120 - 240)\,GeV$.

Die stat. Fehler der aus den Daten bestimmten Effizienzen werden zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Triggereffizienz benutzt. Die Differenzen zwischen den aus Daten und MC bestimmten Effizienzen bleiben alle im Rahmen der statistischen Fehler. Variationen der T-C–Selektionsbedingungen (Elektronqualität im LAr-Kalorimeter u. a.) führen zu keinen systematischen Abweichungen in den angegebenen Effizienzen.

Die Effizienz des Triggerelements `SIET>1` in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ist in Abb. 5.10a dargestellt. Es ist ein deutlicher Anstieg mit zunehmender Schwerpunktsenergie zu erkennen. Die Ursache liegt in der Korrelation der Energie des Elektrons im SpaCal mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die Unterschiede zwischen MC und Daten liegen innerhalb der statistischen Fehler.

Die Energieverteilung für dieses Elektron in der Simulation relativ zum Abstand des Schauerschwerpunkts im SpaCal vom Strahlrohrmittelpunkt ist in Abb. 5.10b dargestellt. Um der quadratischen Form der Bereiche mit unterschiedlichen Energieschwellen gerecht zu werden, wurde als Abstandsmaß die Maximumsnorm $\max(|x', y'|)$ verwendet. Die Koordinaten x', y' entsprechen den Koordinaten des Schauerschwerpunkts korrigiert um die Verschiebung durch die Asymmetrie der Triggermodule (s. Abs. 6.2 auf S. 116). Die Energieschwellen aus Tab. 5.4 sind eingezeichnet. Die Effizienzeinbußen konzentrieren sich auf den Bereich **2**. Die höhere Energieschwelle des

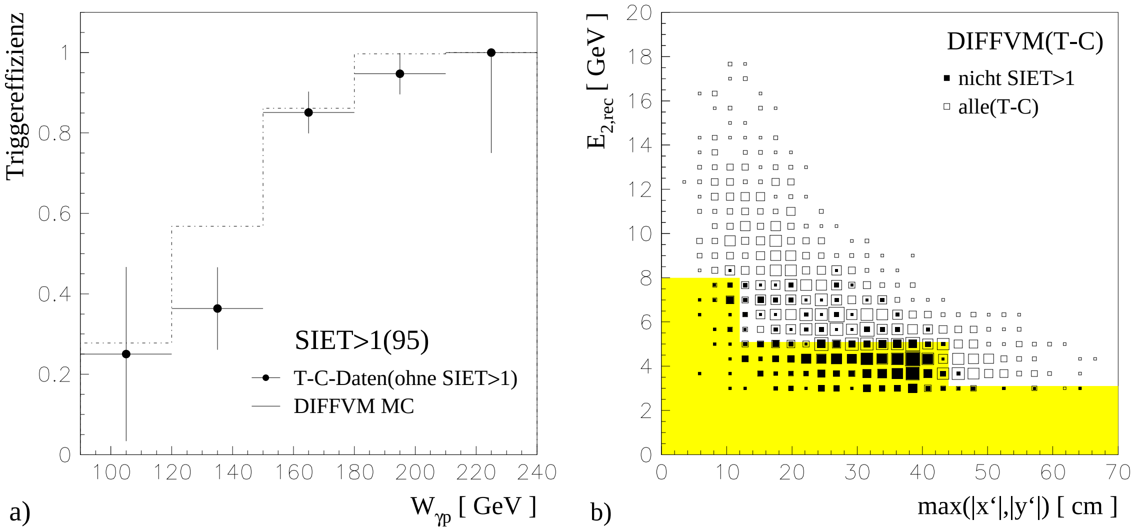

Abbildung 5.10: **a)** *Triggereffizienz der T-C–Selektion für* `SIET>1` *in Abhängigkeit von* $W_{\gamma p}$. **b)** *Rekonstruierte Schauerenergie aufgetragen gegen das Maximum der Koordinaten* x' *und* y' *des Schauerschwerpunkts im SpaCal. Die Maximumsnorm ist eine günstige Darstellung wegen der quadratischen Form der unterschiedlichen Schwellenbereiche.*

Bereichs **1** führt zu geringeren Effizienzeinbußen, da mit zunehmendem Polarwinkel die Energie der Zerfallselektronen im Laborsystem größer wird (s. Abb. 5.1).
Die Angabe der MC-Triggereffizienz in Abb. 5.10 ist wegen des starken Anstiegs der Effizienz in $W_{\gamma p}$ nicht völlig unabhängig von der Größe des Parameters α ($\sigma(W) \propto W^{\alpha}$), der in Abs. 5.1.1 als freier Generatorparameter zu 0.9 gesetzt wurde. Variation des Steigungsparameters α mit $\sigma(W) \propto W^{\alpha}$ im DIFFVM MC mit α zwischen 0.4 und 1.2 führt zu einer Variation von maximal 1% der mittleren Triggereffizienz innerhalb der Meßintervalle in Abb. 5.10a. Dieser Fehler ist klein gegen den systematischen Fehler von 4% aus Tab. 5.5.
Die Verteilung der Triggereffizienz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ für die Spurbedingungen ist in Abb. 5.11 dargestellt.
Das Meßintervall von $(90 - 120)\,GeV$ enthält nur sechs Ereignisse, weshalb es für die Analyse ausgeschlossen wurde. Für $W_{\gamma p} > 120\,GeV$ ist die Übereinstimmung zwischen Daten und MC gut. Für den Bereich $W_{\gamma p} \in [120 - 240]\,GeV$ ist die Effizienz der Spurbedingungen im wesentlichen unabhängig von $W_{\gamma p}$.

5.4.3 L1-Trigger für die C-C–Selektion in 1995

Der einzig verwendete L1-Subtrigger für die C-C–Selektion ist `S0: SIET>1`. Diese Bedingung ist bereits im vorhergehenden Abschnitt als Trigger für die T-C–Selektion diskutiert worden. Für die C-C–Selektion vereinfacht sich die Erörterung der Triggereffizienz durch die Analyseschnitte von 4.0 bzw. 7.0 GeV auf die Energie des nieder- bzw. höherenergetischen Schauers. In Abb. 5.12 ist die simulierte Verteilung der Energie des Schauers mit der höheren Energie gegen den Abstand zum Strahlrohr

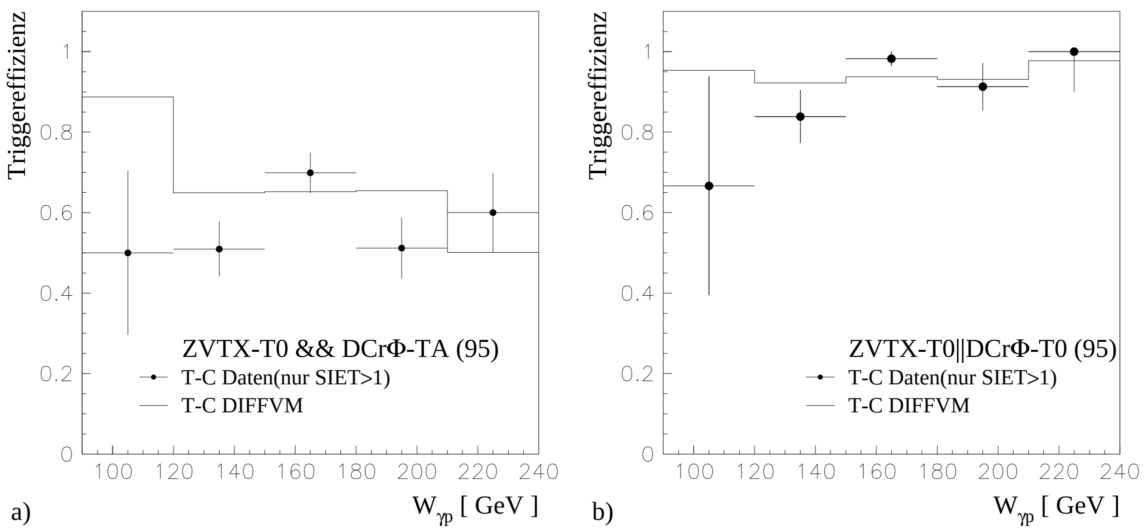

Abbildung 5.11: *Die Triggereffizienzen der verwendeten Spurkammertriggerelemente in der T-C–Selektion in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$.* **a**) *VerUNDung von* `zVTX_t0` *und* `DCr`ϕ`_TA`. **b**) *VerODERung von* `zVTX_t0` *und* `DCr`ϕ`_t0`.

aufgetragen (vgl.Abb. 5.10b). Die Energien liegen deutlich über der Schwelle. Die Effizienz liegt in der Simulation bei 99.7%.
In den Daten ist für Ereignisse mit einem Elektron im SpaCal ein Verlust von etwa 1% der Ereignisse aus der Zeitintervallbedingung dieses Triggerelements bestimmt worden [112]. Es wird deshalb die Triggereffizienz zu (99 ± 1)% angenommen.

5.4.4 Die Triggerstufen L4 und L5

Die Triggerstufe L4 entscheidet, welche Ereignisse permanent gespeichert werden, die Triggerstufe L5, welche Ereignisse den Physikanalysen in rekonstruierter Form zur Verfügung stehen.
Nach Abschluß einer Runperiode wird in einer Rekonstruktion genannten Phase die Entscheidung von L5 mit einem einheitlichen und verbesserten Selektions- und Rekonstruktionsprogramm erneut durchgeführt. Dieser Prozeß dauert mehrere Monate und kann sich mehrfach wiederholen. Diese Arbeit verwendet die Daten der dritten Iteration der Rekonstruktion[6] für das Jahr 1995.
Obwohl eine L5-Klassifikation für T-C– und C-C–J/ψ-Kandidaten erst in 1996 realisiert wurde, gingen über die Stufen L4/L5 in 1995 nahezu keine Daten verloren, da die Vorselektionskriterien für radiative Ereignisse, QED-Compton und DIS-Ereignisse mit niedrigen Impulsüberträgen Q^2 insgesamt schwächere Bedingungen fordern, als durch die verwendeten Selektionskriterien vorgegeben sind. Die Vorselektion für T-T–J/ψ-Kandidaten ist in [102] beschrieben. Die Triggerstufe L5 wird in der Simulation berücksichtigt. Die aus MC bestimmte Effizienz der Stufen L4/L5 liegt für alle drei Selektionen bei (98 – 99)%.

---

[6] Die Datensätze tragen die H1-interne Bezeichnung `CDST3.C9500001-CDST3.C9500133`.

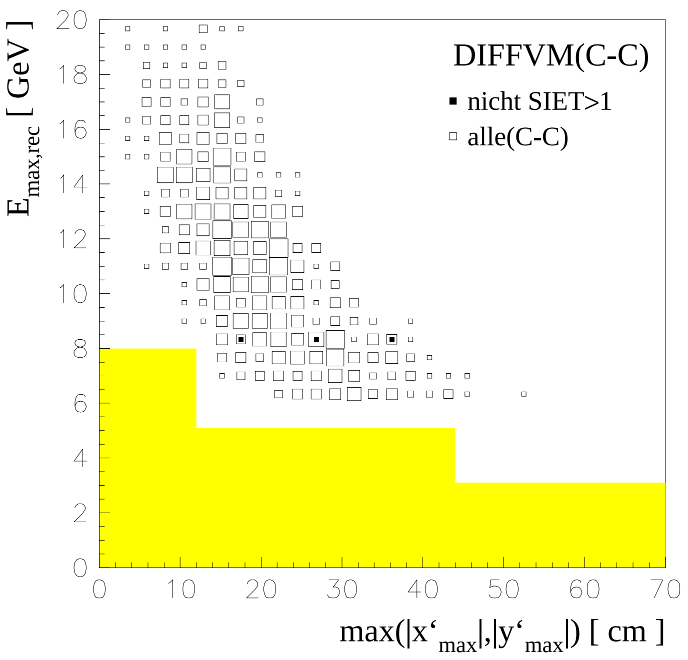

Abbildung 5.12: *Rekonstruierte Schauerenergie aufgetragen gegen das Maximum der Koordinaten x' und y' des Schauerschwerpunkts im SpaCal (s. auch Abb. 5.10).*

5.5 Trennung von Signal und Untergrund

Die Eingrenzung des Intervalls in der invarianten Masse um die Resonanz bestimmt den Anteil des verbleibenden Untergrundes. Die gewählten Intervalle für die Selektion orientieren sich an den Rekonstruktionsfehlern für die invariante Masse (Tab. 5.2). Die Grenzen der Intervalle sind:

- **T-T:** $m_{J/\psi} \pm 225\ MeV$,
- **T-C:** $m_{J/\psi} \pm 375\ MeV$,
- **C-C:** $m_{J/\psi} \pm 400\ MeV$.

Hadronischer Untergrund aus Zwei-Spur-$\pi^+\pi^-$-Ereignissen wird überwiegend durch eine Leptonidentifikation (Abs. 5.6) unterdrückt. Nicht-resonanter Untergrund durch QED-Ereignisse mit identischem Endzustand verbleibt in der Selektion und muß anteilsmäßig subtrahiert werden. Untergrund- und Signalanteile werden im folgenden quantitativ bestimmt.

5.5.1 Hadronischer Untergrund

Der Anteil an hadronischem Untergrund wird durch Anwendung einer Leptonidentifikation aus dem kalorimetrischen Schauerprofil reduziert. Sie wird noch ausführlich

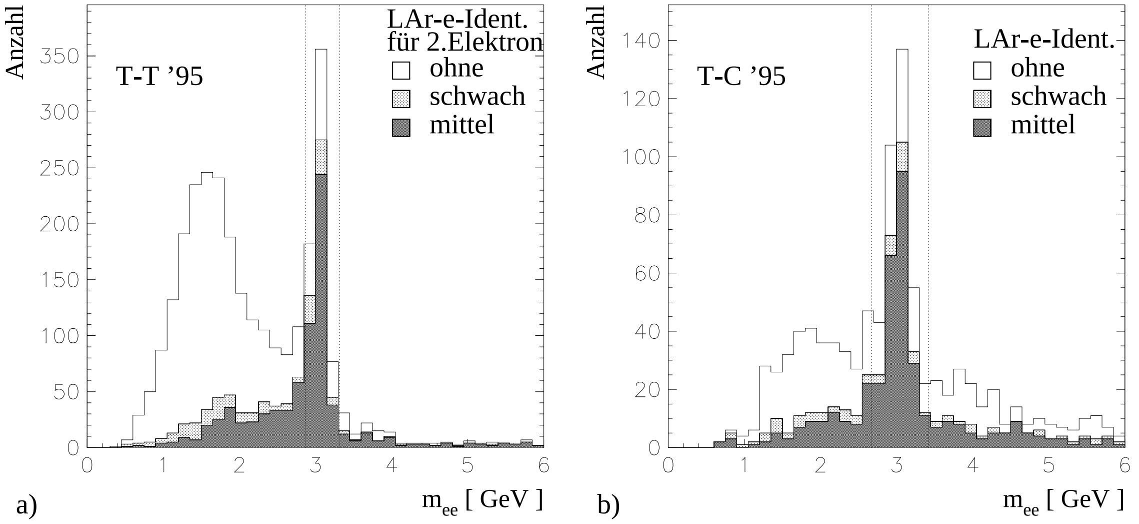

Abbildung 5.13: *Reduzierung des hadronischen Untergrundes durch Anwendung der LAr-Elektronidentifikation. In a) ist für eine Zwei-Spur-Selektion (T-T) mit einem mit dem strengen Kriterium identifizierten Elektron die Reduzierung des hadronischen Untergrundes durch Anwendung des schwachen und mittleren Kriteriums auf das jeweils andere Elektron dargestellt. In b) ist dies für eine Ein-Spur-Selektion (T-C) mit einem identifizierten Elektron im SpaCal dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenzen des Signalintervalls.*

in Abs. 5.6 diskutiert. Dabei wird ein schwaches, mittleres und strenges Qualitätskriterium definiert; die Motivation für diese Identifikation ist aus dem invarianten Massenspektrum in Abb. 5.13 für die T-T– und T-C–Selektion ersichtlich. Aus den Effizienzen der Identifikation für Elektronen und Pionen, die in Abs. 5.6 bestimmt werden, läßt sich der verbleibende hadronische Untergrund bestimmen. Die Effizienz für die Identifikation eines Elektrons in der T-C-Selektion beträgt $\epsilon_e = (79 \pm 4)\%$ und die Fehlidentifikationseffizienz für ein Pion $\epsilon_\pi = (12 \pm 2)\%$ (Abs. 5.6). Durch Anwendung des schwachen Qualitätskriteriums gehen

$$n_{loss} = n_\pi \epsilon_\pi + (1 - n_\pi)\epsilon_e = 35\% \qquad (5.5)$$

aller Ereignisse in einem Bereich von $\pm 375\ MeV$ um m_ψ verloren (s. Abb. 5.13b). Der Anteil hadronischer Ereignisse im Signalbereich n_π **vor** Anwendung der Elektronidentifikation ist damit $n_\pi = (22 \pm 8)\%$. Multipliziert mit der Fehlidentifikationsrate von 12% ergibt sich ein verbleibender hadronischer Untergrundanteil von $n_\pi \epsilon_\pi = (3 \pm 1)\%$ **nach** Anwendung der Elektronidentifikation. Dieser Anteil wird für die Wirkungsquerschnitts-Berechnung in der T-C–Selektion pauschal subtrahiert. Eine analoge Rechnung für die T-T–Selektion führt zu einem mit 0% hadronischem Untergrund verträglichen Resultat, mit einer oberen Grenze $< 1\%$. Für die C-C–Selektion ist die Pionfehlidentifikationsrate $< 2\%$ (Abs. 5.6.2). Das führt ebenfalls zu einer oberen Grenze $< 1\%$ für verbleibenden hadronischen Untergrund.

5.5.2 QED Untergrund

Der in Abb. 5.14a dargestellte QED-Elektronpaar-Erzeugungsprozeß hat einen identischen Endzustand wie $ep \to ep(J/\psi \to ee)$ und verbleibt als irreduzibler Untergrund in der Selektion. Der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung kann exakt berechnet werden. Über das Monte-Carlo-Programm LPAIR [113] wird die auf die Akzeptanz korrigierte Anzahl an erwarteten Ereignissen ermittelt und vom Signal abgezogen.

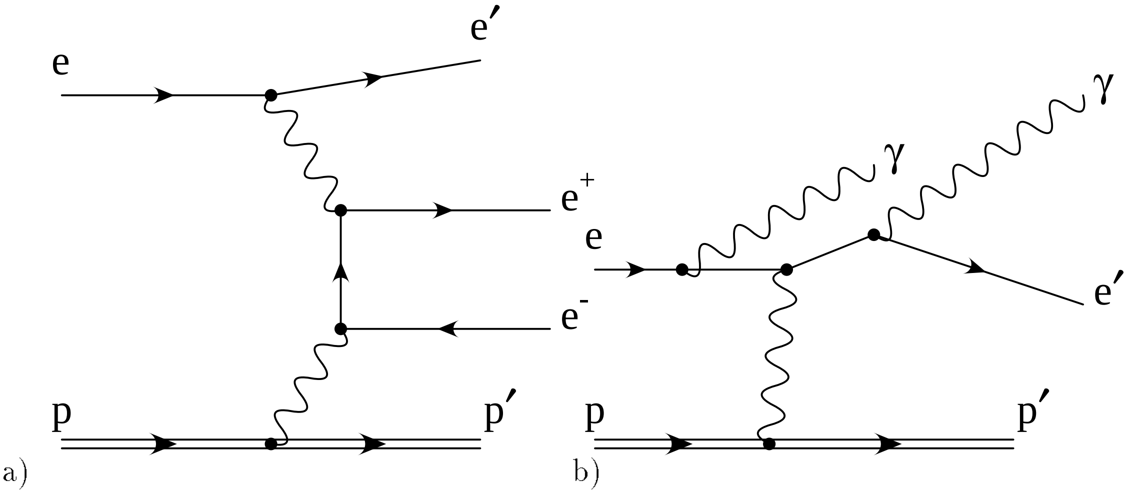

Abbildung 5.14: **a)** *QED-Ereignis mit zwei Elektronen im Endzustand.* **b)** *radiatives QED-Compton-Ereignis. Letztere finden sich als Untergrund in der C-C–Selektion durch die Fehlidentifikation des elektromagnetischen Schauers des Photons als Elektron.*

Mit den angegebenen Intervallgrenzen ergibt sich ein Signal/Untergrund-Verhältnis von etwa 10:1 (s.u. Abb. 5.15). Die größeren Intervalle der T-C– und C-C– im Vgl. zur T-T–Selektion führen nicht zu höheren Untergrundanteilen, da der QED-Wirkungsquerschnitt nicht wie der diffraktive Wirkungsquerschnitt mit $W_{\gamma p}$ ansteigt (s. Abs. 2.5).

Elektromagnetische Schauer von Photonen können im SpaCal nicht von denen der Elektronen unterschieden werden. Es existiert zwar eine schmale Driftkammer(BDC) vor dem SpaCal zur Identifikation von Spuren geladener Teilchen, die Ansprechwahrscheinlichkeit von Photonen durch Paarerzeugung in toter Materie vor der BDC beträgt jedoch bereits $(50 \pm 3)\%$ (Diese Zahl wird in Abs. 5.6.2 bestimmt). Damit ist eine e/γ-Unterscheidung nur durch statistische Betrachtungen möglich.

Der QED-Compton-Prozeß in Abb. 5.14b kann deshalb zu einer identischen Detektorsignatur wie $ep \to ep(J/\psi \to ee)$ führen. Werden für einen QED-Compton-Prozeß erster Ordnung Elektron und Photon im Detektor beobachtet, führt Impulserhaltung bei Berücksichtigung des gestreuten Elektrons in der Summation zu $y_{JB} = 1 \Leftrightarrow W_{\gamma p} = 300\,GeV$. Da in Photoproduktion $W_{\gamma p} = \sqrt{ys}$ ist, kann der Prozeß nur zum Untergrund in $ep \to ep(J/\psi \to ee)$ beitragen, wenn das einlaufende Photon zusätzlich ein Photon abstrahlt, das durch das Strahlrohr der Messung im H1 Detektor entkommt. Nur so kann ein QED-Compton-Ereignis in eine Selektion mit der Bedingung $W_{\gamma p} < 270\,GeV \Leftrightarrow y < 0.81$ gelangen.

Der ep-Wirkungsquerschnitt von beobachtbaren QED-Compton-Prozessen im H1 Detektor ist mit ungefähr $10\,nb$ groß genug, daß der Beitrag von Strahlungskorrekturen nicht mehr vernachlässigt werden kann. Diese Korrekturen sind im verwendeten Monte-Carlo-Programm COMPTON 2.0[114] bis zur ersten Ordnung verwirklicht. Nahe dem kinematischen Limit $W_{\gamma p} \approx 300\,GeV$ tragen auch Meßfehler in y_{JB} zum Untergrund bei.

5.5.3 Das Signal in der T-T– und T-C-Selektion

Die Signale der T-T– und T-C-Selektion in der invarianten Masse m_{ee} im Bereich zwischen 2 und 4 GeV sind in Abb. 5.15 dargestellt. Für die T-T–Selektion ergibt die Anpassung einer Gaußkurve an die Daten, verbunden mit einem Polynom zweiten Grades zur Beschreibung des Untergrundspektrums, ein Maximum bei $(3.06 \pm 0.04)\,GeV$ bei einer Breite von 97 MeV.

Für die T-C–Selektion betragen die Werte $(3.04 \pm 0.04) GeV$ und $144 MeV$. Der niedrigere Mittelwert im Vergleich zur J/ψ-Masse ist auf Bremsstrahlungsverluste und auf die Energiekalibrationsmethode im SpaCal zurückzuführen, die vorwiegend gestreute Elektronen mit Energien nahe der Strahlenergie von $27.5\,GeV$ benutzt [115]. Typische Energien der Zerfallselektronen im SpaCal für die T-C–Selektion liegen bei $(4 - 10)\,GeV$ (s. Abb. 5.5). Die beobachtete Alinearität der Energieskalierung mit Hilfe von Compton-Ereignissen [116] zeigt eine Unterschätzung der Energien im genannten Energiebereich von ca. $(1 - 4)\%$.

Als Signalintervall werden für die T-T–Selektion der Bereich $2.87 \leq m_{ee} \leq 3.32\,GeV$ und für die T-C–Selektion der Bereich $2.67 \leq m_{ee} \leq 3.42\,GeV$ gewählt. Es befinden sich 313 T-T–Kandidaten und 277 T-C–Kandidaten im Signalbereich.

Der Untergrund wird in beiden Fällen durch den QED-Prozeß der Leptonpaarerzeugung dominiert. Der Anteil an verbleibendem hadronischem Untergrund wurde in Abs. 5.5.1 zu $< 1\%$ für die T-T–Selektion und $(3 \pm 1)\%$ für die T-C–Selektion abgeschätzt. Einen geringen Untergrundbeitrag in der T-C-Selektion liefern auch radiative QED-Compton-Ereignisse.

In beiden Selektionen deutet sich bei etwa 3.7 GeV ein ψ'-Signal mit jeweils etwa $\mathcal{O}(10)$ Ereignissen an. Aus der kombinierten H1-Messung zw. 1994-96 mit den Kanälen $\psi' \to ee, \psi' \to \mu\mu$ und $\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$, die ein Verhältnis $\psi'/J/\psi$ für den quasi-elastischen Wirkungsquerschnitt von $0.16 \pm 0.03 \pm 0.04$ angibt [117], und einem Verzweigungsverhältnis von 0.0088 ± 0.0013 [7] werden etwa sieben Ereignisse jeweils für die T-T– und T-C–Selektion erwartet.

5.5.4 Das Signal in der C-C–Selektion

Signal und Untergrund der C-C–Selektion im Bereich $210 \leq W_{\gamma p} \leq 270\,GeV$ sind in Abb. 5.16 dargestellt. Im Vergleich zu den anderen Selektionen fällt die schlechtere Auflösung und der größere Untergrund bei niederen invarianten Massen auf. Die schlechtere Auflösung wurde bereits in Abs. 5.3.2 diskutiert. Der Untergrund wird überwiegend im Rahmen der Statistik der Ereignisdaten durch ein QED-Compton-Monte-Carlo mit radiativer Korrektur beschrieben. Anderer Untergrund (QED-

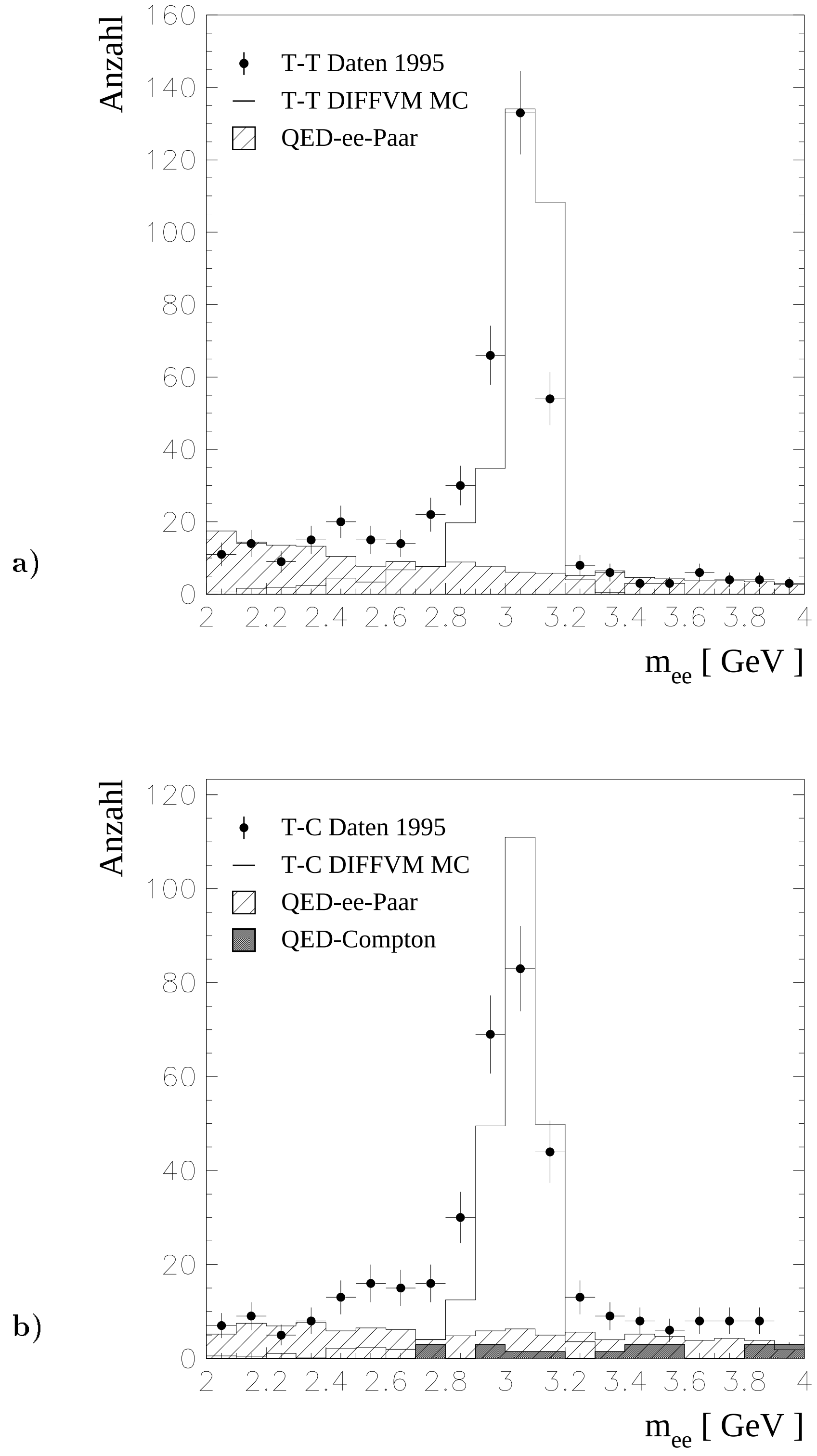

Abbildung 5.15: *Die Massenverteilung in der T-T(a)– und T-C(b)–Selektion. Neben dem Signal sind eine auf die Ereigniszahl normierte Monte-Carlo-Erwartung des Signals, sowie auf die Luminosität normierte Simulationen von QED-Untergrundbeiträgen dargestellt.*

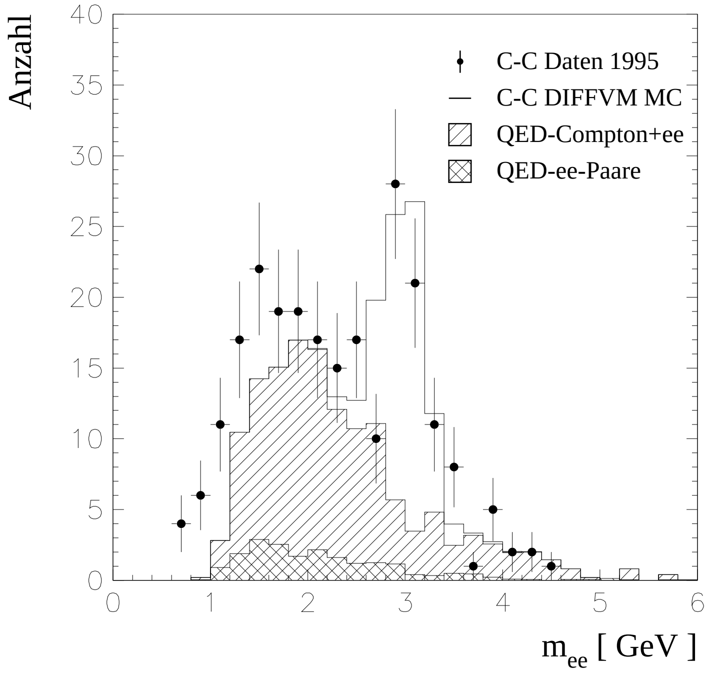

Abbildung 5.16: *Die Massenverteilung in der C-C–Selektion. Neben dem Signal ist eine auf die Ereigniszahl normierte Monte-Carlo-Erwartung des Signals auf dem Untergrund-Monte-Carlo, sowie eine auf die Luminosität normierte Simulation von QED-Untergrund und QED-ee-Paar-Untergrund allein dargestellt.*

Leptonpaare, hadronisch) ist demgegenüber fast vernachlässigbar. Die Daten im Bereich $m_{ee} < 1.5\,GeV$ werden durch das Untergrund-Monte-Carlo nicht gut beschrieben. Untersuchungen in 1997 mit einem neuen Silikon-Vertex-Detektor (BST) deuten auf Strahl-Gas-Untergrund hin [118].

Der auslaufende Schwanz des Compton-Spektrums überlappt mit dem Signalbereich. Dieser wurde deshalb trotz schlechterer Auflösung mit $2.7 \leq m_{ee} \leq 3.5\,GeV$ ähnlich gewählt wie in der T-C–Selektion, obwohl in der MC-Simulation nur 89.5% der Ereignisse in diesem Intervall liegen. Wegen des systematischen Fehlers der folgenden Bestimmung des QED-Untergrundanteils ist jedoch ein verbessertes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis vorteilhaft. Die Unsicherheit in der Energieskala führt zu einem systematischen Fehler von 3% durch die Festlegung des Signalintervalls. Es befinden sich 74 Ereignisse im Signalbereich. Die Monte-Carlo-Vorhersage für den Compton-Untergrund in diesem Bereich beträgt 15.5 (22%)Ereignisse.

Der Compton-Untergrundanteil im Signalbereich in den Daten wird unter Zuhilfenahme des BDC-Signals abgeschätzt. Dabei wird ausgenutzt, daß ein Elektron mit $\epsilon_e^{(BDC)} = (91.5 \pm 1.5)\%$ ein BDC-Signal auslöst und ein γ mit $\epsilon_\gamma^{(BDC)} = (50 \pm 3)\%$ (Abs. 5.6.2). Für die Ereignisse, bei denen die BDC unter Hochspannung (HV) stand, sind in Tab. 5.6 die Ereigniszahlen mit keinem, einem und zwei BDC-Signalen aufgeführt. In der nebenstehenden Abbildung ist der Anteil der Ereignisse ohne zwei-

Intervall in $m_{ee}[GeV]$	1.1 - 1.9	1.9 - 2.7	2.7 - 3.5
Kein BDC-Signal	6	0	1
Ein BDC-Signal	28	29	14
Zwei BDC-Signale	32	25	50
Summe	66	54	65

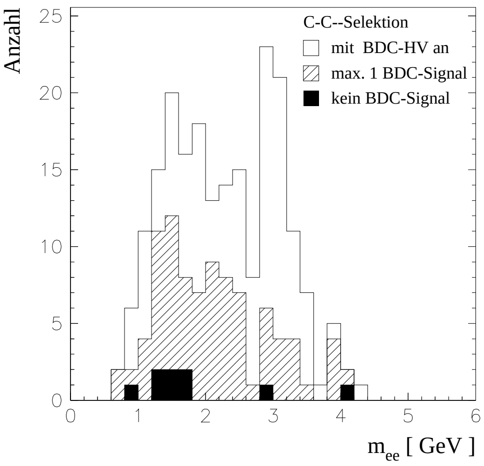

Tabelle 5.6: *Untersuchung von BDC-Signalen in drei Intervallen der invarianten Masse. Das letzte Intervall ist das Signalintervall. In der Abbildung sind die Ereignisse ohne zweifaches BDC-Signal schraffiert und das Gesamtsignal unschraffiert dargestellt.*

faches BDC-Signal schraffiert dargestellt. Es ist zu erkennen, daß der Anteil der Ereignisse mit zweifachem BDC-Signal im Signalbereich erhöht ist.
Mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit der BDC für Elektronen von $\epsilon_e^{(BDC)} = (91.5 \pm 1.5)\%$ und für Photonen von $\epsilon_\gamma^{(BDC)} = (50 \pm 3)\%$ (s. Abs. 5.6.2) kann der Compton-Untergrundanteil a_c aus

$$\epsilon_e^{(BDC)} \cdot (\epsilon_\gamma^{(BDC)} a_c + (1 - a_c)\epsilon_e^{(BDC)}) = 50/65 \tag{5.6}$$

berechnet werden. Damit ergibt sich ein Compton-Untergrundanteil im Signalbereich von $a_c = (19 \pm 9)\%$ in Übereinstimmung mit der MC-Erwartung (22%). Der Fehler von a_c wird im systematischen Fehler im Wirkungsquerschnitt durch die Untergrundsubtraktion berücksichtigt. Über Variation des Polarwinkelschnitts $\theta < 176^0$ und der Variation der Breite des Signalintervalls wurde der systematische Fehler zu insgesamt 12% abgeschätzt.

5.6 Die Elektronidentifikation

Die Identifikation der Zerfallselektronen ist für diese Analyse von entscheidender Bedeutung. Zum einen geht die Selektionswahrscheinlichkeit unmittelbar in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ein, zum anderen verschlechtern Misidentifikationen von Pionen die systematische Genauigkeit der Messung.
Während für Elektronkandidaten im LAr-Kalorimeter die Bestimmung der Selektionswahrscheinlichkeit im Vordergrund steht (Abschnitt 5.6.1), ist für Elektronen im SpaCal zusätzlich die Bestimmung der Fehlidentifikation durch Photonen wesentlich (Abschnitt 5.6.2), da hier QED-Compton-Ereignisse zum Untergrund beitragen.

5.6.1 Identifikation mit dem LAr-Kalorimeter

Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes Kalorimeter, d.h. hadronische Schauer hinterlassen bei gleicher Teilchenenergie ein geringeres Gesamtsignal im Kalorimeter. Unter der Annahme, ein Elektron vorzufinden, weicht deshalb das Verhältnis $E/p \approx 2/3$ der gemessenen Energie zum Spurimpuls für Hadronen deutlich von Eins ab [62].

Dieses Kriterium reicht jedoch insbesondere für Elektronen im Bereich niedriger Energien $(1-2)\,GeV$ nicht aus, um eine hinreichende Separation von pionischem Untergrund zu erreichen.

Da die Elektronenergien nur wenig über der Grenzenergie von ca. $1\,GeV$ liegen, für die das Kalorimeter ausgelegt wurde, ist eine Kombination von Spurkammer- und Kalorimeterinformation die effizienteste Identifikationsmethode [101].

Als Ausgangspunkt für die Elektronidentifikation wird eine rekonstruierte Spur in den Driftkammern benutzt. Dabei wird die Helix der Teilchenbahn in das Kalorimeter extrapoliert (s. Abb. 5.17). Innerhalb zweier Zylinder um die extrapolierte Helix mit Radien $r_a = 15\,cm$ und $r_b = 30\,cm$ werden fünf Parameter (s.u.) des Schauers errechnet und zur Teilchenidentifikation verwendet. Der kleinere Radius ist so gewählt, daß elektromagnetische Schauer mit $E < 5\,GeV$ vollständig eingeschlossen werden. Der größere Radius umschließt etwa 90% eines pionischen Schauers.

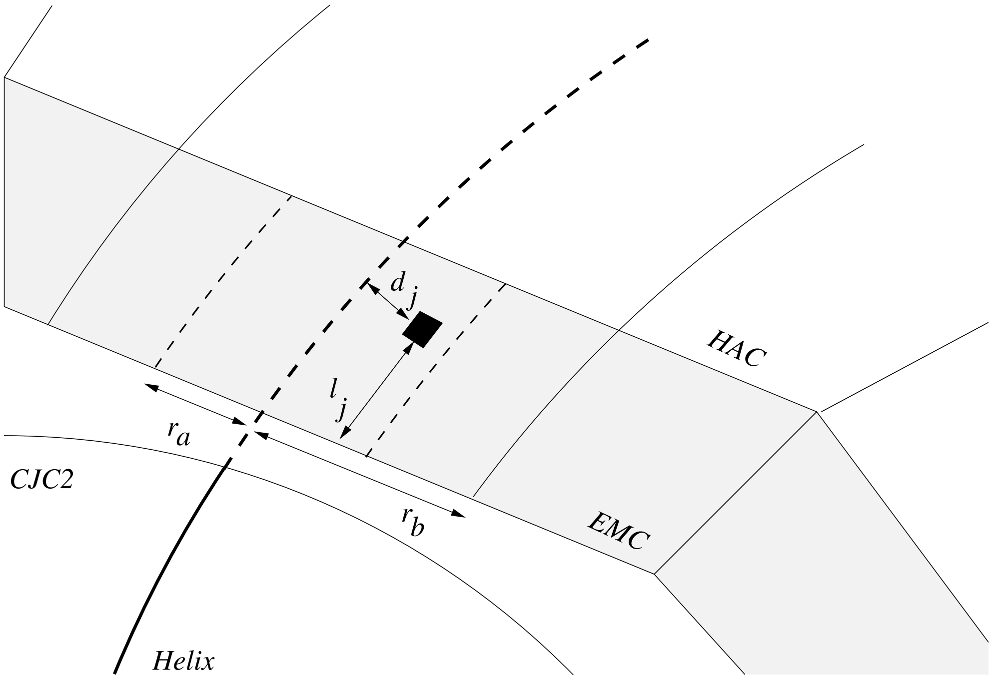

Abbildung 5.17: *Für die Elektronidentifikation im LAr-Kalorimeter wird eine Helix in das Kalorimeter extrapoliert. Innerhalb zweier Zylinder im Abstand* $r_a = 15\,cm$ *und* $r_b = 30\,cm$ *um die Helix wird für jede Zelle der Abstand* d_j *zur Helix, die Wegstrecke im Kalorimeter* l_j *und die deponierte Energie* e_j *bestimmt. EMC bezeichnet den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters, HAC den hadronischen.*

Innerhalb der Zylinder werden für jede Kalorimeterzelle drei Größen bestimmt (vgl. Abb. 5.17):

- elektromagnetische (hadronische) Energie e_j,
- zurückgelegte Wegstrecke im Kalorimeter l_j ,
- Abstand zur extrapolierten Helix d_j.

Die Energien für den elektromagnetischen(em) und hadronischen(had) Teil des Kalorimeters werden getrennt aufsummiert. Daraus werden die folgenden Schauerparameter[101, 119] errechnet:

$$\begin{array}{lrl}
s^{(1)} = & \sum_{em} e_j & \text{Energie im el.mag. Kalorimeter,} \\
s^{(2)} = E/p = & \sum e_j/p & \text{gemess. kalor. Energie/Impuls(Spur),} \\
s^{(3)} = & \sum_{had} e_j & \text{Energie im hadr. Kalorimeter,} \\
s^{(4)} = & \frac{\sum_{em} l_j \cdot e_j}{4+\log\left(\sum_{em} e_j\right)} & \text{gewichtete Schauertiefe,} \\
s^{(5)} = & \frac{\sum_{em} d_j^2 \cdot e_j}{\sum_{em} e_j} & \text{gewichteter Helixabstand.}
\end{array} \tag{5.7}$$

Die Summation $\sum_{em}$ bezieht sich auf den kleineren Zylinder mit Radius r_a, $\sum_{had}$ auf den Zylinder mit Radius r_b. Für die Identifikation von Elektronen ist für jeden dieser Parameter ein absolutes Minimum $s_m^{(i)}$ und/oder ein Maximum $S_m^{(i)}$ festgesetzt. Schauer mit Parametern außerhalb dieser Bereiche werden nicht mehr als Elektronkandidaten angesehen.

Über im Vgl. zu $s_m^{(i)}, S_m^{(i)}$ härteren Minimal- und Maximalbedingungen $s_q^{(i)}, S_q^{(i)}$ wird in folgender Weise ein Qualitätsindex Q_e bestimmt:

$$Q_e = \sum_{i=1}^{5} \frac{\Theta(s_q^{(i)} - s^{(i)})}{s_q^{(i)} - s_m^{(i)}} + \frac{\Theta(s^{(i)} - S_q^{(i)})}{S_m^{(i)} - S_q^{(i)}}. \tag{5.8}$$

Dabei ist Θ die Heavyside-Stufenfunktion. Die verwendeten Schwellen $s_{q/m}^{(i)}$ und $S_{q/m}^{(i)}$ sind in Tab. 5.7 aufgeführt. Es werden drei Qualitätsstufen eines Elektronkandidaten definiert:

Stufe 1: schwach: $Q_e < 1.0$,

Stufe 2: mittel: $Q_e < 1/3$,

Stufe 3: streng: $Q_e < 1/30$.

Um die Identifikationswahrscheinlichkeit zu überprüfen, wurden aus den Daten des Jahres '95 Zwei-Spur-J/ψ-Kandidaten selektiert, bei denen in der T-T-Selektion auf die Identifikation eines Elektrons, und bei der T-C-Selektion auf die Identifikation des Elektrons im LAr-Kalorimeter verzichtet wurde, jedoch genau eine weitere Spur vorhanden ist. Für beide Selektionen wurde ein Schnitt auf die invariante Masse $|m_{ee} - m_\psi| < 0.4\,GeV$ angewendet. Diese Selektionen werden im folgenden $T_? - T_S$ und $T_? - C_S$ bezeichnet. Die invarianten Massenspektren sind bereits in Abb. 5.13 gezeigt worden. Das Signal hebt sich in beiden dieser Selektionen deutlich vom Untergrund ab.

Nr.	Bedeutung	Minimum		Maximum	
i		$s_q^{(i)}$	$s_m^{(i)}$	$S_q^{(i)}$	$S_m^{(i)}$
1	$E_{em}\,[GeV]$	0.6	0.0	-	-
2	E/p	0.7	0.4	1.4	1.7
3	$E_{had}\,[GeV]$	-	-	0.2	0.3
4	$\langle l_{em} E_{em}[cmGeV]\rangle/(4+\log E_{em}\,[GeV])$	0.5	0.05	2.8	3.25
5	$\langle d^2\rangle[cm^2]$	-	-	8.0	9.5

Tabelle 5.7: *Parameter für die Elektronidentifikation im LAr-Kalorimeter.*

Die Identifikation in der T-T–Selektion Um hadronischen Untergrund auszuschließen und Vorselektionskriterien in der Triggerstufe L4/L5 zu erfüllen, wurde für das identifizierte Elektron in der $T_?$-T_S–Selektion das strenge Qualitätskriterium und zusätzlich $s^{(1)} > 0.7\,GeV$, $s^{(2)} > 0.8$ und $s^{(4)} < 2.2\,cmGeV$ gefordert.

Die Verteilungen der Schauerparameter der $T_?$-T_S–Selektion mit Angabe der Grenzen aus Tabelle 5.7 sind in Abb. 5.18 sowohl für mit nach obigen Kriterien selektierten Daten als auch für Monte-Carlo-Ereignisse wiedergegeben. Die Verteilungen weisen keine größeren Abweichungen unter Berücksichtigung der gewählten Minimal- und Maximalbedingungen voneinander auf.

Die Wahl der Parameter in Tab. 5.7 erfolgte durch Vergleich von Pion- und Elektrondaten. Elektronen mit einer Energie bis 5 GeV können das hadronische LAr-Kalorimeter nicht erreichen. Pionen deponieren erst ab etwa 3 GeV einen wesentlichen Teil ihrer Energie im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters [62].

Die Fehlidentifikationsrate von Pionen variiert beträchtlich für die verschiedenen Qualitätsstufen, sie betragen 12%, 6% und 2% für das schwache, mittlere und strenge Kriterium. Diese Effizienzen wurden bestimmt, indem die generierten Elektronen in den DIFFVM Generatordaten gegen Pionen ausgetauscht wurden.

Durch Variation der Qualitätskriterien kann der verbleibende Anteil an hadronischem Untergrund abgeschätzt werden. Dies führt zu einer Obergrenze von etwa $(1-2)\%$ an verbleibendem hadronischen Untergrund in der $T_? - T_S$-Selektion. Damit ist diese Selektion hinreichend von Elektronpaar-Ereignissen dominiert (s. Abb. 5.13a).

Die aus MC und Daten bestimmten Elektronidentifikationswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 5.8 aufgeführt. Die Simulation weist für das mittlere Kriterium eine um 8% höhere Effizienz auf. Dies ist auf eine zu optimistisch abgeschätzte Ansprechwahrscheinlichkeit des LAr-Kalorimeters für Teilchen mit vergleichsweise geringer Energiedeposition zurückzuführen. Diese Annahme wird auch durch eine etwa doppelt so hohe Differenz in der Effizienz zwischen MC und Daten für minimalionisierende Teilchen unterstützt [102].

Der Einfluß einer Korrelation der Effizienz zwischen den beiden Elektronen kann vernachlässigt werden: die in MC aus der Einzelidentifikationseffizienz berechnete

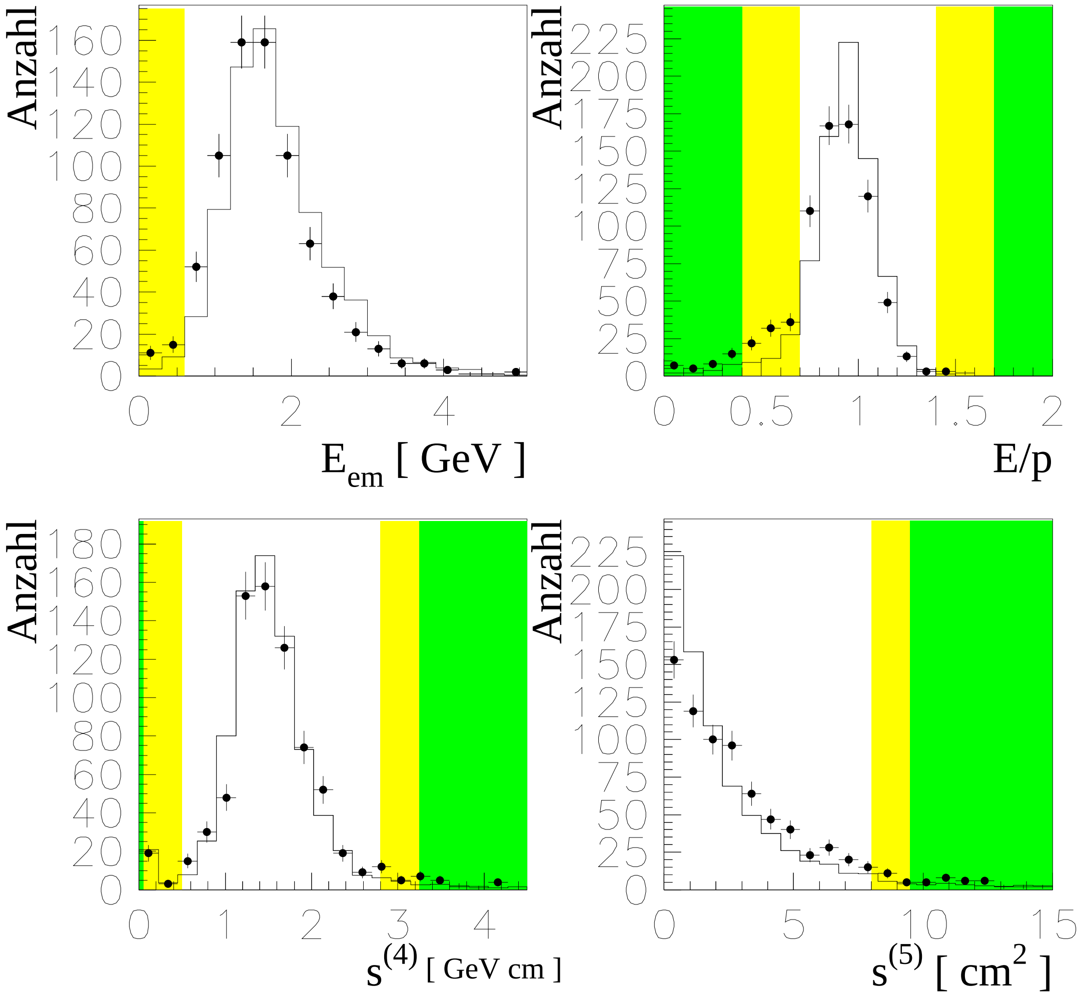

Abbildung 5.18: *Die Verteilungen der wichtigsten Schauerparameter in der* $T_? - T_S$ *Selektion im Vergleich zu MC-Ereignissen. Das dunkle Grau markiert Bereiche, in denen alle Ereignisse verworfen werden, während Hellgrau Bereiche markiert, in denen die Identifikation abhängig von der Qualitätsstufe ist. Die Grenzen entsprechen den Parametern* $s_q^{(i)}$, $s_m^{(i)}$, $S_q^{(i)}$ *und* $S_m^{(i)}$. *Auf eine Darstellung der hadronischen Energie* $s^{(3)}$ *wird verzichtet, da sowohl in den Daten als auch in MC kaum Einträge für die* $T_? - T_S$ *Selektion zu finden sind.*

Qualitätsstufe	Daten(1995)	MC(DIFFVM)
schwach($Q_e < 1.0$)	$(85.5 \pm 1.3)\%$	91.4%
mittel($Q_e < 1/3$)	$(79.6 \pm 1.5)\%$	87.5%
streng($Q_e < 1/30$)	$(75.4 \pm 1.6)\%$	83.8%

Tabelle 5.8: *Die aus der $T_? - T_S$ Selektion bestimmten Elektronidentifikationswahrscheinlichkeiten der einzelnen Qualitätsstufen für Daten und MC.*

Wahrscheinlichkeit, daß beide Elektronen das mittlere Kriterium erfüllen, beträgt 76.0% im Vergleich zu 76.6% unter Berücksichtigung der Korrelation. Die differentiellen Identifikationswahrscheinlichkeiten im Polarwinkel und der Elektronenergie sind in Abb. 5.19 wiedergegeben. Es ist zu erkennen, daß die Effizienz in den Randbereichen der Akzeptanz um etwa 10% geringer ausfällt, wie auch von der Simulation erwartet.

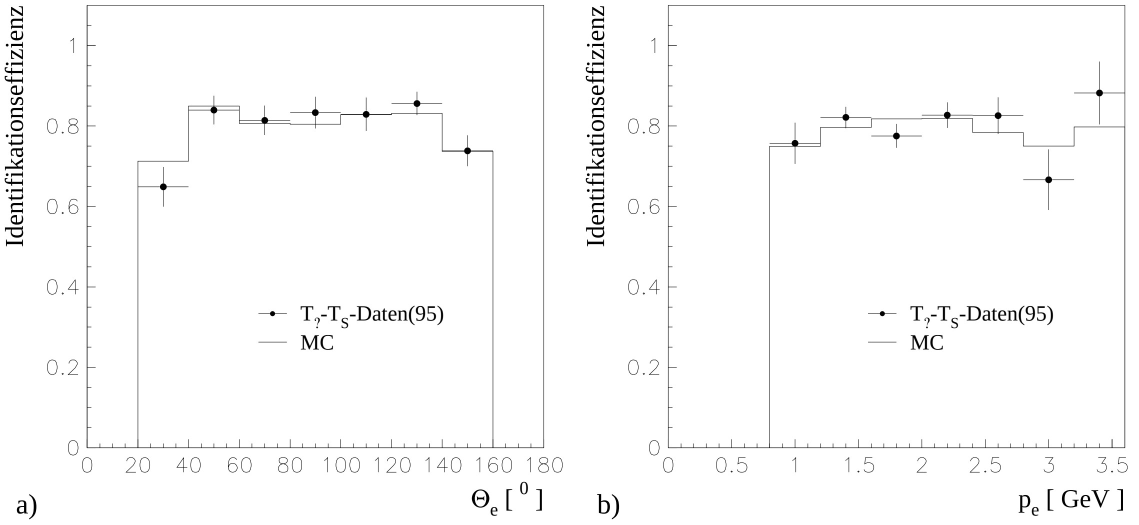

Abbildung 5.19: *Abhängigkeit der Elektronidentifikationswahrscheinlichkeit vom Polarwinkel θ_e und dem Impuls p_e für die T-T-Selektion. Die MC-Effizienz ist global um 8% vermindert worden.*

Im rückwärtigen Bereich zwischen $150^0 < \theta < 160^0$ überlappt der Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeter und des SpaCals. Dabei kommt es vor, daß die Energiedeposition des Elektrons sich auf beide Kalorimeter verteilt. Die bisher diskutierten Identifikationskriterien werden angewandt, wenn mehr als 50% der deponierten Energie im LAr-Kalorimeter zu finden ist, andernfalls wird ein im nachfolgenden Abschnitt diskutiertes Kriterium für die radiale Ausdehnung des Schauers im SpaCal benutzt.

Die Identifikation in der T-C-Selektion Das über das LAr-Kalorimeter identifizierte Elektron der T-C-Selektion hat gegenüber den Elektronen der T-T Selektion im Mittel weniger Energie und eine Polarwinkelverteilung mit steilem Abfall in Vorwärtsrichtung und einem Maximum an der rückwärtigen Akzeptanzgrenze (s. Abb. 5.5). Die Verteilungen der Schauerparameter für Daten und MC sind in Abb. 5.20 dargestellt. In der $T_?$-C_S–Selektion verbleibt im Gegensatz zur $T_?$-T_S–Selektion ein nicht vernachlässigbarer Untergrundanteil, der nicht Elektronpaar-Ereignissen zuzuordnen ist.
Der Anteil dieses Untergrundes kann aus den angrenzenden gleichgroßen Massenintervallen von $|m_{ee} - m_\psi| < 0.4\ GeV$ im invarianten Massenspektrum abgeschätzt werden (Vgl. Abb. 5.13b). Dabei wurde in diesen Nachbarintervallen der Anteil von Elektronpaar-Ereignissen durch QED-Untergrund, ψ'-Ereignisse und Signalmigration (s. Abs. 5.5) abgeschätzt, und der verbleibende Untergrund statistisch vom Signal getrennt. Damit ergibt sich der Anteil von Nicht-Elektronpaar-Ereignissen im Signalbereich zu $(9 \pm 4)\%$ $(24 \pm 5 \pm 5$ von 260 Ereignissen), wobei statistischer und systematischer Fehler der Abschätzung quadratisch addiert wurden. Der systematische Fehler ist durch die Unsicherheit des Anteils von Elektronpaar-Ereignissen der Nachbarintervalle bedingt.
Eine visuelle Untersuchung des nichtelektronischen Untergrundes ergab, daß diese Ereignisse nicht eindeutig einer Untergrundreaktion zuordbar sind. Etwa 50% der Ereignisse können als $\pi^+\pi^-$-Ereignis in der tiefinelastischen Streuung interpretiert werden, bei denen ein Pion mit verschwindendem Transversalimpuls produziert wird, und deshalb nicht beobachtet wird. Das gestreute Elektron wird durch die Selektion als Zerfallsteilchen fehlinterpretiert, so daß dieses Ereignis nur über die Leptonidentifikation für die Pion-Spur im LAr-Kalorimeter verworfen werden kann, deren Effizienz aus dieser Ereignismenge aber gerade bestimmt werden soll.
Die Identifikationswahrscheinlichkeiten des Elektrons in der $T_?$-C_S–Selektion sind in Tabelle 5.6.1 aufgelistet. Die Differenz zwischen MC und Daten ist mit 10% etwas größer als in der $T_?$-T_S–Selektion. Der Anteil des nichtelektronischen Untergrund wurde pauschal zu $(9 \pm 4)\%$ angenommen (s.o.). Dies stellt den dominierenden Fehlerbeitrag dar.

Qualitätsstufe	Daten(1995)	MC(DIFFVM)
schwach($Q_e < 1.0$)	$(81 \pm 4)\%$	91%
mittel($Q_e < 1/3$)	$(76 \pm 4)\%$	86%
streng($Q_e < 1/30$)	$(69 \pm 5)\%$	79%

Tabelle 5.9: *Die aus der $T_? - C_S$ Selektion bestimmten Elektronidentifikationswahrscheinlichkeiten der einzelnen Qualitätsstufen für Daten und MC.*

Für die T-T– und T-C–Selektionen wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten des LAr-Kalorimeters in der Simulation entsprechend den Resultaten dieses Abschnitts für die T-T–Selektion um 8% und für die T-C–Selektion um 10% gesenkt.

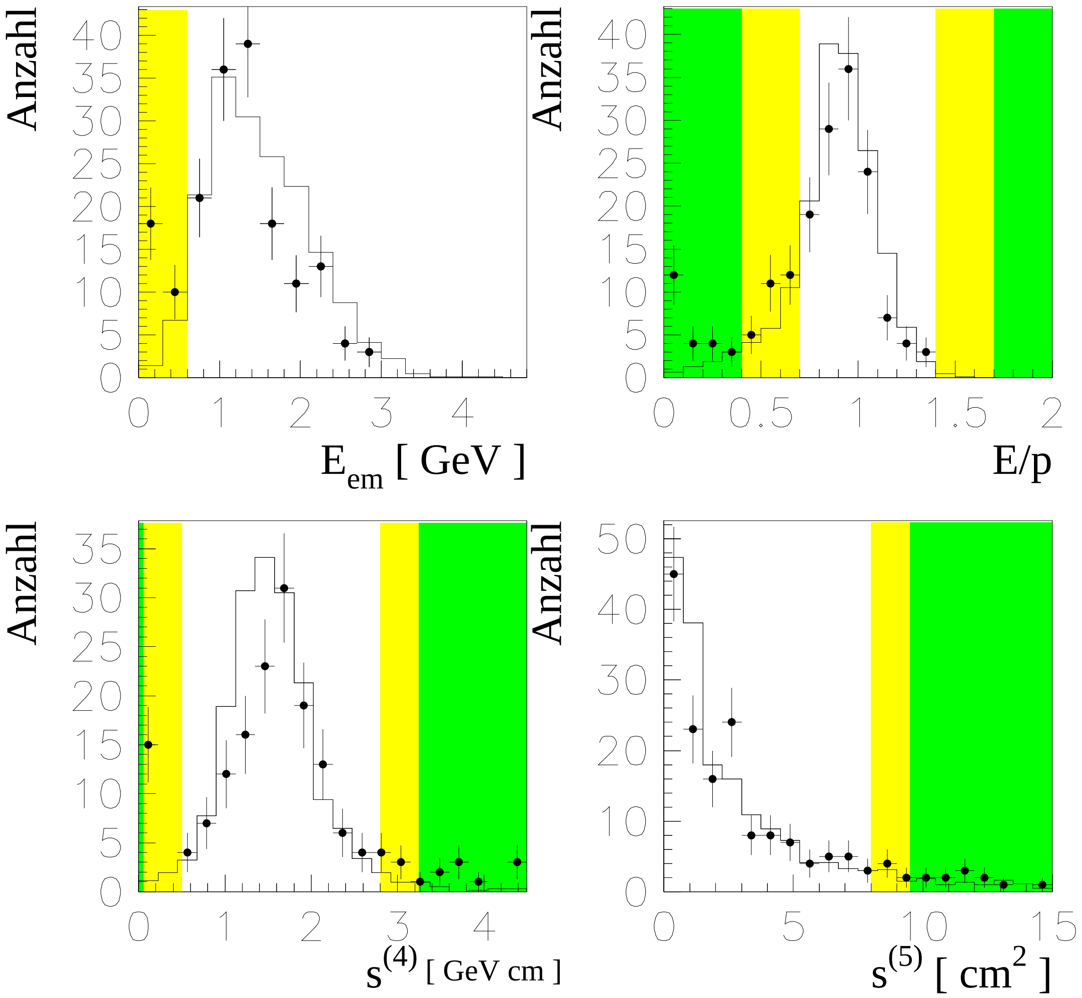

Abbildung 5.20: *Die Verteilungen der wichtigsten Schauerparameter in der $T_? - C_S$ Selektion im Vergleich zu MC-Ereignissen. Das dunkle Grau markiert Bereiche, in denen alle Ereignisse verworfen werden, während Hellgrau Bereiche markiert, in denen die Identifikation abhängig von der Qualitätsstufe ist. Die Grenzen entsprechen den Parametern* $s_q^{(i)}$, $s_m^{(i)}$, $S_q^{(i)}$ *und* $S_m^{(i)}$.

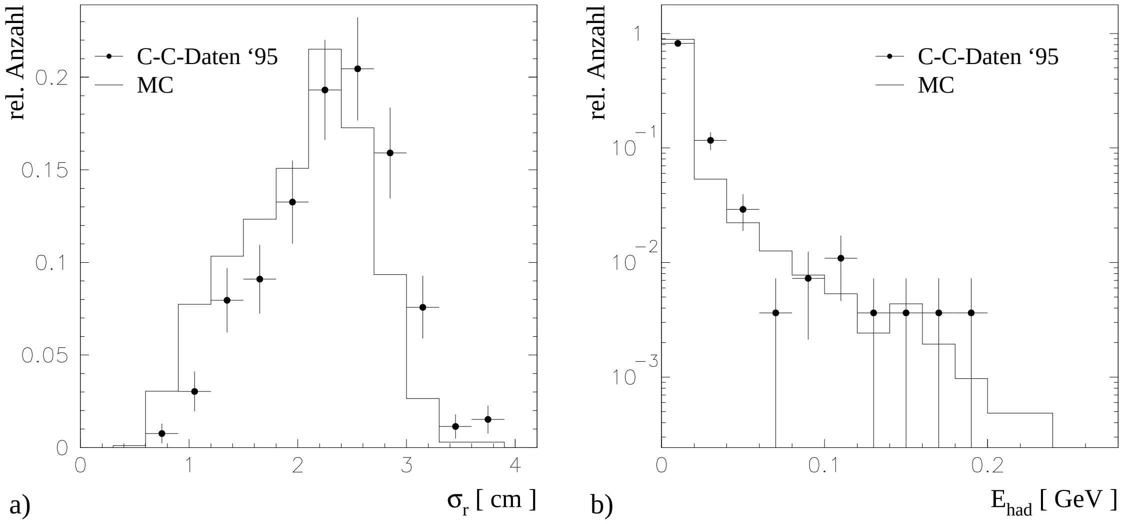

Abbildung 5.21: **a**) *Radiale, energiegewichtete Schauerausdehnung eines Elektronschauers im SpaCal.* **b**) *Energie im hadronischen SpaCal in einem Zylinder von* 17.5 *cm Radius um die aus dem elektromagnetischen Teil extrapolierte Schauerachse.*

Der systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts aus der Elektronidentifikation im LAr-Kalorimeter wird zu 4% für die T-T–Selektion und 5% für die T-C–Selektion abgeschätzt. Für die T-C– und C-C– Selektion wird die Identifikation der Elektronen im SpaCal im folgenden Abschnitt besprochen.

5.6.2 Identifikation im rückwärtigen Bereich

Elektron-Hadron-Unterscheidung Das elektromagnetische SpaCal bietet mit seiner feinen Segmentierung in der $r\phi$-Ebene und einem Molière-Radius von 2.55 cm eine gute Unterscheidung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern durch deren radiale Ausdehnung [106]. Diese Größe bestimmt sich aus der energiegewichteten Standardabweichung der radialen Verteilung des Schauers um das Schauerzentrum in der Ebene senkrecht zum Einschußwinkel in das Kalorimeter, $\sigma_r = \sum E_i \cdot r_i / \sum E_i$.

Für die Elektronidentifikation wurde $\sigma_r < 3.5\,cm$ gefordert, sowie als weiteres Kriterium, daß die Energie E_{had} im hadronischen SpaCal in einem Radius von 17.5 cm um die Schauerachse 200 MeV nicht überschreitet. Die Verteilungen beider Größen sind in Abb. 5.21 für die C-C–Selektion wiedergegeben.

Die Elektronidentifikationswahrscheinlichkeit mit diesen beiden Kriterien liegt bei $(99 \pm 1)\%$ (aus Variation der Schnitte in Daten und Simulation bestimmt). Die Pionfehlidentifikationsrate beträgt $< 2\%$ [106].

Die einfachere Identifikation im Vergleich zum LAr-Kalorimeter ist durch die um den Faktor $2 - 10$ höheren Energien der Zerfallsteilchen im Laborsystem begründet.

Als Energieschwellen werden in der T-C–Selektion 3.0 GeV sowie in der C-C–Selektion 4.0 und 7.0 GeV für Elektronen im SpaCal gefordert.

Diese Kriterien erfüllen 77% der simulierten Ereignisse in der C-C–Selektion für $W_{\gamma p} > 180\,GeV$ und 100% der simulierten T-C–Ereignisse für $W_{\gamma p} > 120\,GeV$. Der systematische Fehler des Schwellenkriteriums durch die Ungenauigkeit der absoluten Energieskala beträgt für die C-C–Selektion 3%. Die Wahl der Energieschwellen in der C-C-Selektion ist durch in 1995 verwendete Vorselektionskriterien in der Rekonstruktion vorgegeben. Die Schwelle in der T-C Selektion liegt unterhalb der kinematischen Grenze und führt so zu keinem Akzeptanzverlust (vgl. Abb. 5.5 Mitte unten).

Elektron-γ-Unterscheidung Ein elektromagnetischer Schauer in einem Kalorimeter kann auch von einem Photon ausgelöst werden. Die e/γ-Unterscheidung ist deshalb nur über Spurkammersignale des geladenen Elektrons möglich. Diese Unterscheidung ist wichtig, da QED-Compton-Ereignisse [120] mit zwei Schauern im SpaCal den dominanten Beitrag zum Untergrund in der C-C–Selektion darstellen (s. Abb. 5.16 und Tab. 5.6).

Die Polarakzeptanz des zentralen Driftkammersystems reicht nur bis $\theta < 160^0$, die der innersten Proportionalkammer(CIP) bis $\theta < 170^0$ (s. Abb. 3.3). Eine Driftkammer(BDC) unmittelbar vor dem SpaCal deckt das gesamte SpaCal ab. Ihr Hauptzweck ist eine verbesserte Bestimmung des Polarwinkels von gestreuten Elektronen. Für eine Identifikation des Ladungsvorzeichens ist sie jedoch zu schmal. Desweiteren führt totes Material vor der BDC zu einer Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen um 50%, bevor sie die BDC erreichen. Damit ist das Potential einer e/γ-Unterscheidung erheblich abgeschwächt.

Ansprechwahrscheinlichkeiten geladener Teilchen von BDC und CIP lassen sich aus der T-C-Selektion bestimmen. Um QED-Compton-Ereignisse aus der Selektion auszuschließen, wurden nur Ereignisse mit negativer Ladung des Teilchens im LAr-Kalorimeter in der Effizienzbestimmung berücksichtigt[7]. Wegen der Ladungserhaltung muß dann ein weiteres geladenes Teilchen in der Reaktion vorkommen. Über die Erhaltung des transversalen Impulses ist sichergestellt, daß entweder dieses Zerfallsteilchen oder das gestreute Elektron der ep-Reaktion im SpaCal sichtbar ist[8]. Damit ist eine Verwechslung mit photonischen Schauern ausgeschlossen. Die vom Polarwinkel abhängigen Effizienzen für die Bestimmung geladener Teilchen von CIP und BDC sind in Abb. 5.22 dargestellt. Die mittlere Effizienz beträgt für die CIP $\epsilon_e^{(CIP)} = (89 \pm 3)\%$ und für die BDC [9] $\epsilon_e^{(BDC)} = (91.5 \pm 1.5)\%$.

Ansprechwahrscheinlichkeiten von Photonen: Das tote Material zwischen Wechselwirkungspunkt und BDC führt dazu, daß Photonen aus der Wechselwirkungszone eine Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon_\gamma^{(BDC)}$ durch Aufschauerung haben, be-

---

[7] Da 1995 im HERA e-Ring ausschließlich Positronen verwendet wurden, und in $ep \to ep\gamma$ das Ladungsvorzeichen des Elektrons erhalten bleibt.

[8] Unter Vernachlässigung von radiativen Korrekturen höherer Ordnung.

[9] Die Ineffizienz der BDC ist überwiegend eine Spurrekonstruktionsineffizienz, eine verbesserte Rekonstruktion erlaubt eine Effizienz im Bereich von $(96 - 98)\%$ [121]. Eine erneute Rekonstruktion aller Daten in '95 konnte die H1-Kollaboration aufgrund von Engpässen in Speicher- und Rechenkapazität nicht durchführen.

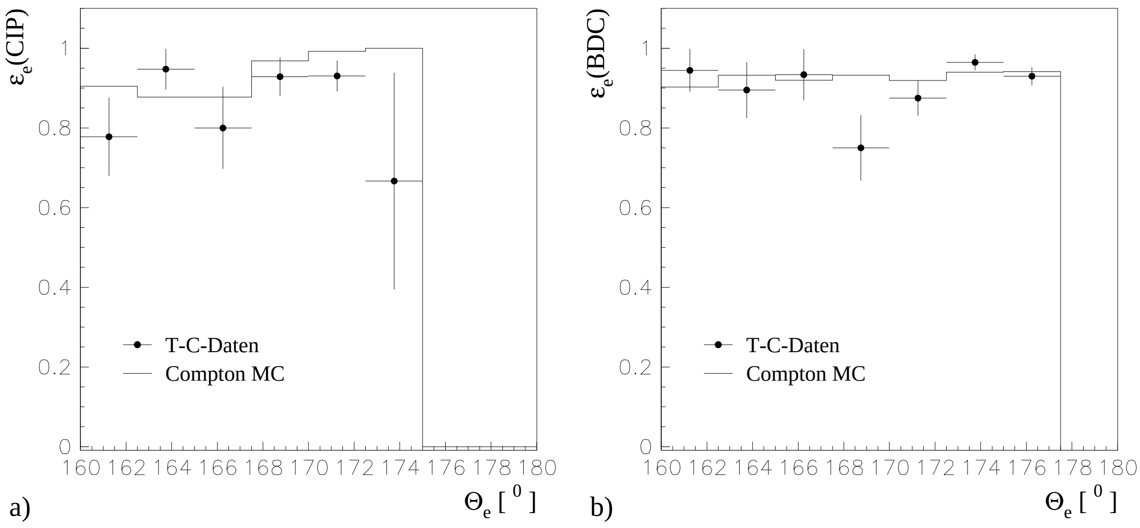

Abbildung 5.22: *Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_e eines geladenen Teilchens für die Spurkammern CIP (***a***) und BDC (***b***) aufgetragen gegen den Polarwinkel des Teilchens. Die Effizienzen wurden mit der T-C-Selektion aus dem Jahr 95 und QED-Compton-MC-Ereignissen bestimmt.*

vor sie die BDC erreichen, und damit eine zu Elektronen ununterscheidbare Detektorsignatur hervorrufen. Zwischen CIP und Wechselwirkungszone befindet sich dagegen weniger totes Material, so daß $\epsilon_\gamma^{(CIP)}$ kleiner ist.

Die Größe ϵ_γ läßt sich über QED-Compton-Ereignisse aus den Daten bestimmen. Die Bestimmung dieser Größe ist erforderlich, um den Anteil an QED-Compton-Untergrund mit statistischen Methoden im Signalbereich des J/ψ bestimmen zu können. Hierzu eignet sich eine abgewandelte T-C-Selektion mit den Bedingungen $y_{JB} > 0.9$ und $p > 3GeV$ für das Elektron im LAr-Kalorimeter. Für Compton-Ereignisse sollte $y_{JB} \approx 1$ gelten, da im Gegensatz zu Photoproduktion das gestreute Elektron in die Berechnung hier miteinbezogen ist. J/ψ-Ereignisse sind mit den genannten Schnitten nicht mehr in dieser Selektion.

Obwohl die Statistik gering ist ($\mathcal{O}(300)$ Ereignisse in '95), ist diese Methode wegen ihrer Systematik vorteilhaft: Für QED-Compton-Ereignisse muß das Teilchen im LAr-Kalorimeter das abgelenkte Positron mit positivem Ladungsvorzeichen sein. Würde es dagegen mit einem Elektron aus einer Paarerzeugung verwechselt werden, so müßten wegen der Ladungserhaltung positiv und negativ geladene Teilchen gleichhäufig vorkommen. In der Selektion befinden sich 10 Spuren mit negativem und 295 mit positivem Ladungsvorzeichen.

Die Spuren mit negativem Ladungsvorzeichen haben alle ein BDC-Signal, und gehören damit zu Kandidaten für Elektronpaar-Ereignisse. Es wird die Annahme gemacht, daß doppelt so viele Ereignisse keine QED-Compton-Ereignisse sind, wie Ereignisse mit negativen Spuren vorhanden sind. Für die restlichen Ereignisse wird davon ausgegangen, daß der elektromagnetische Schauer im SpaCal von einem Photon verursacht wurde. Die mit dieser Methode bestimmten mittleren Ansprechwahr-

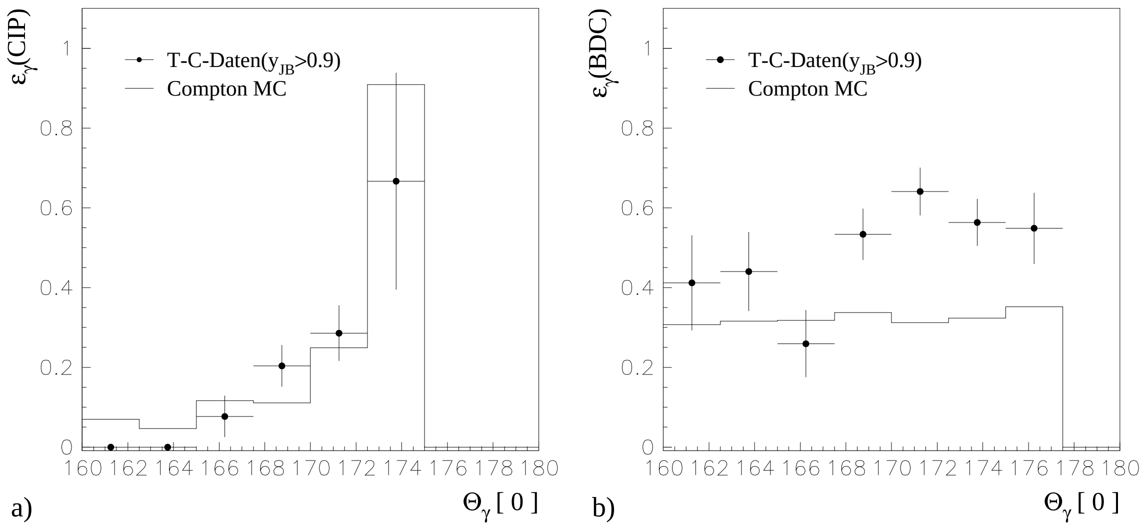

Abbildung 5.23: *Ansprechwahrscheinlichkeiten ϵ_γ eines Photons aufgetragen gegen den Polarwinkel für die Spurkammern CIP (***a***) und BDC (***b***). Die Effizienzen werden mit einer QED-Compton-Selektion aus dem Jahr '95 und mit QED-Compton-MC-Ereignissen bestimmt.*

scheinlichkeiten eines Photons betragen $\epsilon_\gamma^{(CIP)} = (22 \pm 2)\%$ und $\epsilon_\gamma^{(BDC)} = (50 \pm 3)\%$ innerhalb der jeweiligen Akzeptanzbereiche. Die differentiellen Polarwinkelverteilungen sind in 5.23 abgebildet. Die Unterschiede zwischen MC und Daten lassen sich dadurch erklären, daß im Zuge der Veränderung des rückwärtigen Bereichs im Jahr '95 vorhandenes totes Material, insbesondere Kabel und Gehäusestrukturen, nicht ausreichend in die Simulation miteinbezogen wurden.
Die Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden in Abs. 5.5.4 zur Abschätzung des Anteils von Compton-Untergrund-Ereignissen benutzt. Der Anteil an QED-Untergrund sinkt bei Forderung von zwei BDC-Spuren vor den beiden Schauern um $(1 - \epsilon_\gamma^{(BDC)}) \cdot \epsilon_e^{(BDC)}$, während sich der Anteil an J/ψ-Ereignissen nur um $(\epsilon_e^{(BDC)})^2$ reduziert. Gleiches gilt für die CIP innerhalb ihrer geometrischen Akzeptanz. Diese wird aber wegen der großen Abhängigkeit von $\epsilon_\gamma^{(CIP)}$ vom Polarwinkel in der Analyse nicht verwendet.

5.7 Trennung elastischer von proton-dissoziativen Ereignissen

Die Trennung zwischen proton-dissoziativen und elastischen Ereignissen ist aus den theoretischen Modellen für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts heraus motiviert. Diese Separation wird über die Ereignissignatur im Vorwärtsbereich des H1-Detektors durchgeführt. Ein Ereignis wird als **proton-dissoziativer J/ψ-Kandidat** bezeichnet, wenn eine der folgenden Bedingungen zutrifft:

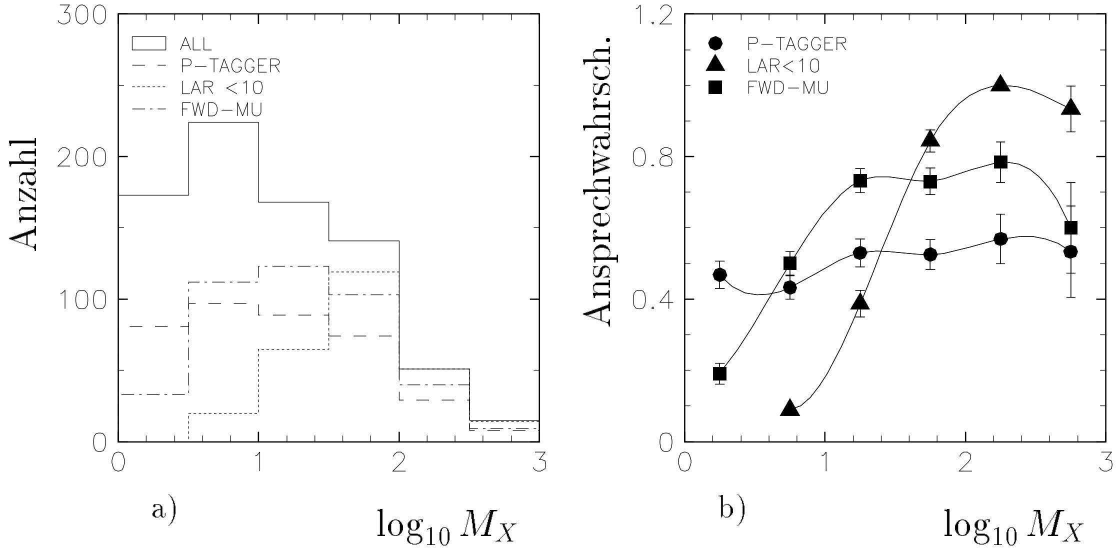

Abbildung 5.24: **a)** *Verteilung simulierter Ereignisse mit Signal in den Vorwärtsdetektoren sowie* **b)** *Ansprechwahrscheinlichkeit für die Vorwärtsdetektoren als Funktion der Masse $M_X[GeV]$ (aus [102]). Die Kurven sind Spline-Interpolationen.*

- die summierte Energie im LAr-Kalorimeter für Polarwinkel $\theta < 10^0$ ist größer als $0.75\,GeV$[10],
- es gibt ein Trefferpaar im Vorwärtsmyonsystem,
- es gibt einen Treffer im Proton-Remnant-Tagger.

Andernfalls wird das Ereignis als **elastischer J/ψ-Kandidat** bezeichnet. Für die Gesamtselektion der Daten werden die Adjektive entsprechend benutzt[11].

Die Vorwärtsdetektoren haben unterschiedliche Akzeptanzen und Ansprechwahrscheinlichkeiten in der Masse M_X (s. Abb. 5.24). In der Simulation sind etwa 12% der Ereignisse in der elastischen Selektion auf proton-dissoziative Produktion, und etwa 9% der Ereignisse der proton-dissoziativen Selektion auf elastische Produktion zurückzuführen[12].

Die Anzahl an elastisch produzierten J/ψ-Ereignissen N_{ela} und proton-dissoziativ produzierten Ereignissen N_{pd} kann über ein Gleichungssystems aus der Anzahl der elastisch selektierten Ereignisse N_{nofw} und der proton-dissoziativ selektierten Ereignisse mit Vorwärtssignal N_{fw} erhalten werden [101]. Dabei werden in der Simulation die Wahrscheinlichkeiten bestimmt, daß ein elastisch produziertes Ereignis kein Vorwärtssignal hat (ϵ_{ela}), und ein proton-dissoziativ produziertes Ereignis ein

---

[10] Diese Grenze ist durch das Rauschen im Kalorimeter bedingt

[11] Die Nomenklatur wurde aus [101, 102] übernommen; da jeweils aus dem Kontext hervorgeht, ob sich das Adjektiv auf Produktion oder Selektion bezieht, ist die Doppelbelegung des Adjektivs nicht von Nachteil.

[12] Dies wird durch Rauschen im LAr-Kalorimeter und über Signale von Sekundärteilchen des elastisch gestreuten Protons im Proton-Remnant-Tagger verursacht.

Vorwärtssignal auslöst(ϵ_{pd}).
N_{ela} und N_{pd} sind dann durch Lösen des folgenden Gleichungssystems zu erhalten:

$$\begin{aligned} N_{nofw} &= \epsilon_{ela} N_{ela} + (1-\epsilon_{pd}) N_{pd} \\ N_{fw} &= (1-\epsilon_{ela}) N_{ela} + \epsilon_{pd} N_{pd}. \end{aligned} \tag{5.9}$$

Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, z.B. dem totalen in $W_{\gamma p}$ und dem differentiellen in p_t^2, ist dieses Gleichungssystem für jedes Intervall zu lösen.
Das Verfahren beinhaltet Unsicherheiten. Da die invariante Masse des Protonrestsystems M_X nicht rekonstruiert wird, beeinflußt die Modellannahme von $d\sigma/dM_X \sim 1/M_X^\kappa$ mit $\kappa = 2$ aus Gl. (2.43) das Erkennen eines Vorwärtssignals in der Simulation. Variation der M_X-Abhängigkeit im Intervall $\kappa = [2, 2.5]$ führt zu einem relativen Fehler von 2%. Die Verwendung unterschiedlicher Fragmentationsmodelle für die Hadronisation resultiert in einem Fehler von 3% [102].
Das Signal in den verschiedenen Intervallen der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, wie sie für die Wirkungsquerschnitts-Bestimmung gewählt werden, ist in Abb. 5.25 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß proton-dissoziativ selektierte Ereignisse in allen Intervallen einen relativ konstanten Anteil von $(40-50)\%$ haben.

Vergleich der Vorwärtsdetektoren Die Vorwärtsdetektoren lassen sich gegenseitig vergleichen. Dazu wird in Abb. 5.26 die Differenz $\delta N_i = N_{i;Daten} - N_{i;MC}$. des Anteils an Ereignissen mit Signal in einem Vorwärtsdetektor i in den Daten mit dem erwarteten Anteil der Simulation dargestellt. Dies wird in Abhängigkeit vom Anteil der proton-dissoziativen Ereignisse in der Simulation betrachtet, da dieser Anteil a priori unbekannt ist. Ist die Beschreibung in der Simulation korrekt, sollten die Kurven aller Vorwärtsdetektoren die Nullachse bei ungefähr dem gleichen Anteil von proton-dissoziativen Ereignissen schneiden. In Abb. 5.26 ist zu erkennen, daß sowohl in der T-T– als auch in der T-C–Selektion alle Kurven die Nullachse in einem Bereich von $0.35-0.55$ schneiden.
Der gesamte systematische Fehler kann durch die Variation der Definition des Vorwärtssignals abgeschätzt werden, in dem jeweils einer der drei Detektoren herausgenommen wird. Dabei ergibt sich in Übereinstimmung mit [102] eine relative Variation der Größen N_{ela} und N_{pd} in Gl. (5.9) von 10%. Dieser Fehler bezieht sich auf die Anzahl produzierter elastischer oder proton-dissoziativer Ereignisse, also auf die für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten relevante Zahl.

5.8 Luminosität und Datennahme

Die integrierte Luminosität (Gl.3.1) wird in H1 über Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ bestimmt. Der Fehler in dieser Größe beträgt 1.5% [59, 122].
Bei der Berechnung der integrierten Luminosität wurden Runs (Datennahmezeitabschnitte) ausgewählt, die folgenden Selektionskriterien genügten:

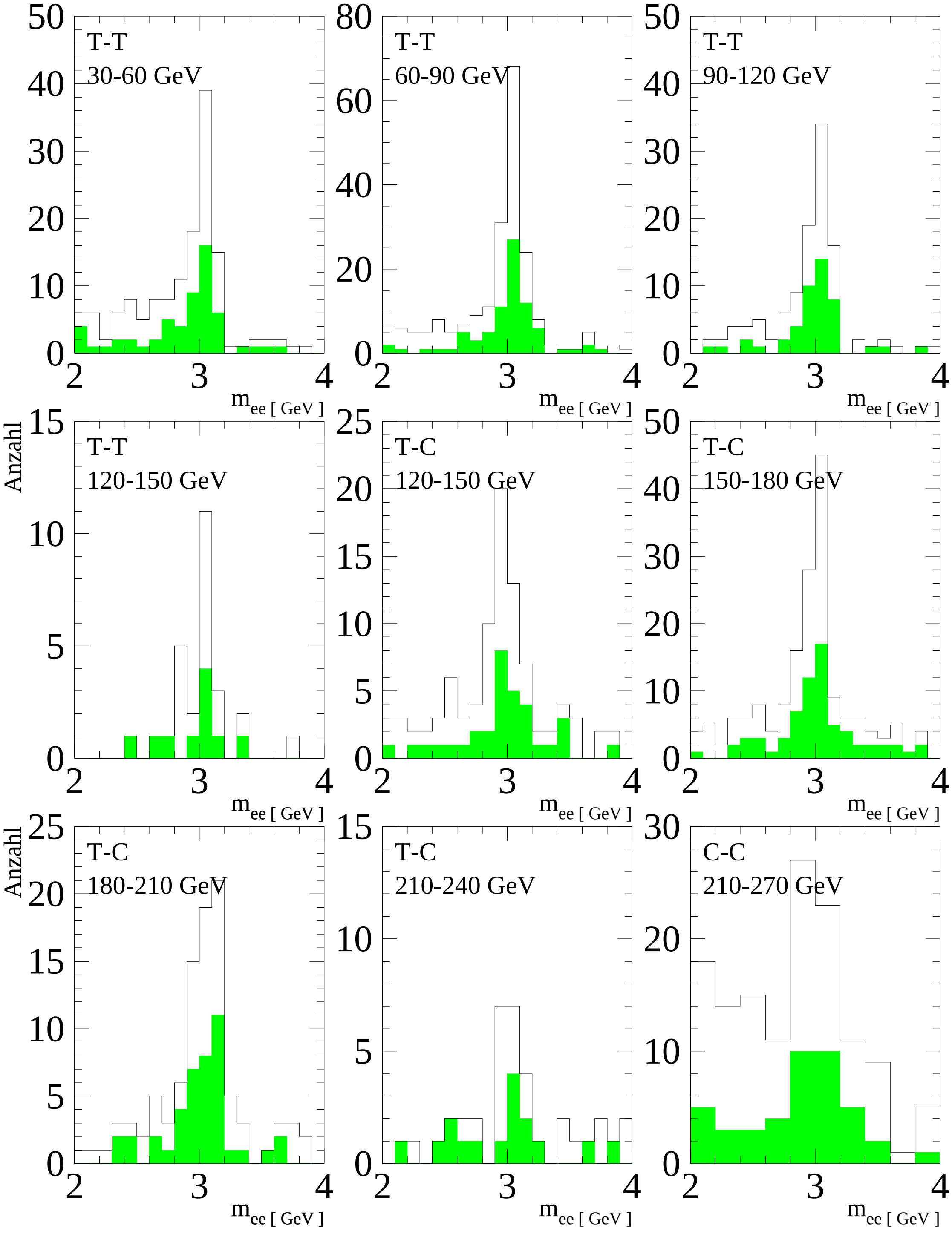

Abbildung 5.25: *Das Signal in den verschiedenen Intervallen der Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$*, wie sie für die Wirkungsquerschnitts-Bestimmung gewählt werden. Dunkel ist der Anteil an proton-dissoziativen Ereignissen dargestellt.*

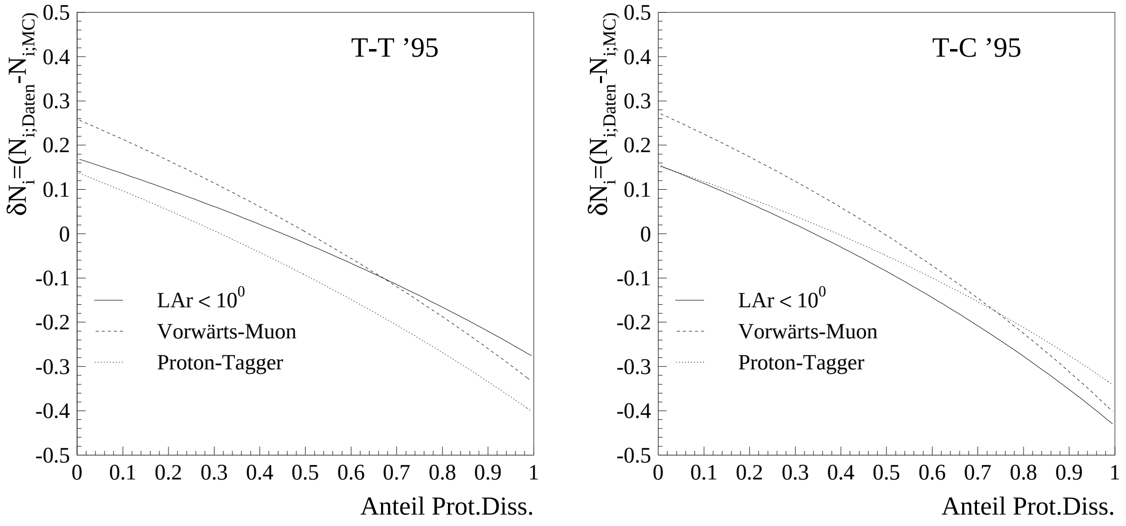

Abbildung 5.26: *Vergleich der Vorwärtsdetektoren für die T-T– und T-C-Selektion. Dargestellt ist der Unterschied* $\delta N_i = N_{i;Daten} - N_{i;MC}$. *Der Wert* $N_{i;Daten}(N_{i;MC})$ *bezeichnet den Anteil an Ereignissen in den Daten (MC), die ein Signal in dem jeweiligen Vorwärtsdetektor i haben.*

- In H1 werden Runs durch Experten in schlechte, mittlere und gute Qualität[13] klassifiziert. Diese Analyse verwendet Runs mittlerer und guter Qualität.

- Die Analyse beschränkt sich auf Zeitperioden, in denen die Trigger den in dieser Arbeit beschriebenen Bedingungen entspricht.

- Alle in der Analyse verwendeten Detektorkomponenten müssen zur Verfügung stehen.

Die Luminosität wird zudem auf Ausfälle der Hochspannung einzelner Detektorkomponenten während eines Runs korrigiert.
Das Produkt aus Triggereffizienz ϵ_{trig} und Luminosität $\mathcal{L} = \sum_i^{Runs} \mathcal{L}_i$ im Wirkungsquerschnitt $\sigma \propto N/(\epsilon_{trig}\mathcal{L})$ faktorisiert bei Verwendung run-abhängiger[14] Skalierungsfaktoren p_i für Subtrigger nicht mehr. Für einen einzigen Subtrigger j läßt sich das Problem lösen, indem der Skalierungsfaktor einer effektiven Luminosität $\mathcal{L}^{\text{eff}} = \sum_i^{Runs} p_i^{(j)} \mathcal{L}_i$ zugeschlagen wird. Die von Skalierungsfaktoren unabhängige Triggereffizienz $\epsilon_{trig}^{\text{eff}}$ ist unter stabilen Bedingungen damit run-unabhängig.
Bei Verwendung von zwei Subtriggern, wie für die T-T– und T-C–Selektion, variiert der Anteil an Ereignissen, bei denen beide Subtrigger gleichzeitig ansprechen können. Das Produkt aus Triggereffizienz und Luminosität ergibt sich für zwei Subtrigger,

---

[13] Verfügbarkeit und Zustand der Spurkammern ist u.a. wesentlich für diese Klassifizierung.

[14] Index i = Run-Nummer

symbolisiert durch hochgestellte Indizes, zu

$$\sum_{i}^{Runs} \epsilon_{trig;i} \cdot \mathcal{L}_i = \sum_{i}^{Runs} \left(p_i^{(1)} \epsilon_{trig}^{(1)} + p_i^{(2)} \epsilon_{trig}^{(2)} - p_i^{(1)} p_i^{(2)} \epsilon_{trig}^{(1\&2)} \right) \cdot \mathcal{L}_i. \qquad (5.10)$$

Dabei gibt $\epsilon_{trig}^{(1\&2)}$ die Wahrscheinlichkeit an, daß beide Subtrigger ohne Skalierung gleichzeitig ansprechen und $\epsilon_{trig;i}$ die Triggereffizienz in einem Run. Auch hier wird durch Definition einer effektiven Luminosität und Triggereffizienz die Faktorisierung wieder hergestellt:

$$\begin{aligned} \epsilon_{trig}^{\text{eff}} &= \sum_{i}^{Runs} \epsilon_{trig;i} \cdot \mathcal{L}_i / \mathcal{L}^{\text{eff}} && (5.11) \\ \mathcal{L}^{\text{eff}} &= \sum_{i}^{Runs} \left(p_i^{(1)} + p_i^{(2)} - p_i^{(1)} p_i^{(2)} \right) \cdot \mathcal{L}_i. && (5.12) \end{aligned}$$

Diese Definition hat den Vorzug, daß die Skalierungsfaktoren in die Luminosität absorbiert werden, und die Triggereffizienz damit eine mittlere Detektoreffizienz widerspiegelt. Die Größe $\epsilon_{trig}^{\text{eff}}$ wird bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten in Kap. 7 in Abhängigkeit von den Selektionskriterien berechnet. Für den Subtrigger S2 wird zusätzlich die Änderung der Effizienz durch den Wechsel der Bedingung S2 → S2′ innerhalb der Runperiode berücksichtigt. In der Simulation werden die Subtrigger mit den Faktoren $\sum_i^{Runs} p_i \mathcal{L}_i$ gewichtet, um eine den Runbedingungen entsprechende Faltung mit den Akzeptanzbedingungen zu erreichen. Diese sind in Tab. 5.10 zusammengefaßt.

Größe	S0	S2	S2’	S52	S54
$\sum_i^{Runs} \mathcal{L}_i$ $[pb^{-1}]$	3.957	1.454	1.102	4.147	4.147
$\sum_i^{Runs} p_i \mathcal{L}_i$ $[pb^{-1}]$	1.075	1.374	0.754	1.214	3.040
$\mathcal{L}^{\text{eff}}$ $[pb^{-1}]$	$\mathcal{L}^{\text{eff}}(T-C) = 3.035$			$\mathcal{L}^{\text{eff}}(T-T) = 3.166$	

Tabelle 5.10: *Die gesamte HV-korrigierte und mit der Skalierung gewichtete Luminosität der verwendeten Subtrigger. Die damit berechnete effektive Luminosität für die T-T– und T-C–Selektion ist in der letzten Zeile angegeben.*

Die in der Tabelle angegebenen Zahlen sind die gemessenen Luminositätswerte. Für die Wirkungsquerschnitt-Berechnung wird davon ein Anteil von 3.5% abgezogen, der über Kollisionen in Satellitenbündeln abseits der Vertexregion in die Luminositätsmessung eingeht [122]. Für die C-C–Selektion wird nur `S0` benutzt; damit ist $\mathcal{L}^{\text{eff}}(C-C) = 1.075$.

5.9 Zusammenfassung der Selektionskriterien

Alle Selektionskriterien mit Ausnahme der Abtrennung proton-dissoziativer Ereignisse sind in Tabelle 5.12 zusammengefaßt dargestellt. Mit dem *elastischen* Selektionskriterium, nur zwei identifizierte Elektronen vorzufinden, werden auch diffraktive, *inelastische* also proton-dissoziative Ereignisse selektiert. Der Anteil dieser Ereignisse wird über das in Abs. 5.7 diskutierte Vorwärtssignal bestimmt.

Die systematischen Fehler der Selektion sind in Tabelle 5.11 zusammengefaßt. Während die Separation der Proton-Dissoziation mit einem Fehler von 10% generell dominiert, sind es der Trigger in der T-T– und die Untergrundsubtraktion in der C-C–Selektion, die weitere Fehlerquellen in der Größenordnung von 10% darstellen. Abhängigkeiten systematischer Fehler von den Größen $W_{\gamma p}$ und p_t^2 innerhalb der Selektionen werden vernachlässigt, sofern sie klein gegen den gesamten systematischen Fehler sind.

Alle Fehler sind so angegeben, wie sie sich auf den Wirkungsquerschnitt auswirken, bei Effizienzen z.B. relativ zur Effizienz selbst. Fehlerquellen des Wirkungsquerschnitts, die nicht der Selektion zuzurechnen sind, werden in Kapitel 7 diskutiert.

Der systematische Fehler der C-C–Selektion im Signalintervall von 3% ist mit den 3% der Energieskala korreliert, und führt zu einem gesamten systematischen Fehler von 6%. Alle anderen systematischen Fehler werden als unkorreliert betrachtet und bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts quadratisch addiert (s. Kap. 7).

Quelle	T-T	T-C	C-C	Referenz
Trennung ela./pro.diss.	10%	10%	10%	Abs. 5.7
Trigger	8%$^{*)}$	5%	1%	Abs. 5.4
Spurrekonstruktion	4%	2%	-	Abs. 5.3.1
e-Hadron-Trennung	4%	5%	1%	Abs. 5.6
Energieskala(Akzeptanz)	-	-	3%	Abs. 5.6
Signalintervall	-	-	3%	Abs. 5.5.4
Untergrundsubtraktion	2%	2%	12%	Abs. 5.5
Luminosität	1.5%			Abs. 5.8

Tabelle 5.11: *Systematische Fehler der Selektionsklassen. Ein „-“ entspricht einem nicht vorhandenen oder vernachlässigbaren systematischen Fehler. *) Für den Bereich* $120 \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$ *beträgt der Fehler* 22%.

Kriterium	**T-T**	**T-C**	**C-C**
Elastische Selektion	keine Spuren neben den Spuren in Richtung der beiden Schauer		
	keine zusätzlichen Schauer im SpaCal mit $p > 0.5 GeV$		
W-Intervall	$30\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$	$120\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 240\,GeV$	$210\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 270\,GeV$
Hochspannung	zentrale Drift- u. Proportionalkammern, LAr, SpaCal und Vetowände		
LAR-e-Identif.	mittleres Krit.	schwaches Krit.	-
Elektron 1	vertex-angepaßte Spur		Schauer im SpaCal
Impuls	$p > 0.8\,GeV$		$p > 4.0\,GeV$
Polarwinkel	$20^0 \leq \theta \leq 155^0$	$80^0 \leq \theta \leq 155^0$	$160^0 \leq \theta \leq 176^0$
Schauerradius	–		$\sigma_r \leq 3.50\,cm$
Hadr.Energie	–		$E_{had} \leq 200\,MeV$
Elektron 2	vertex-angepaßte Spur	Schauer im SpaCal	
Impuls	$p > 0.8\,GeV$	$p > 3.0\,GeV$	$p > 7.0\,GeV$
Polarwinkel	$20^0 \leq \theta \leq 160^0$	$160^0 \leq \theta \leq 177^0$	$160^0 \leq \theta \leq 176^0$
Schauerradius	-	$\sigma_r \leq 3.50\,cm$	
Hadr.Energie	-	$E_{had} \leq 200\,MeV$	
L1-Trigger	`S52/S54`	`S0,S2,S2'`	`S0`
L5	J/ψ,Ein-Elektron	J/ψ,Ein-Elektron,DIS	DIS,Compton,FSR
Erster Run	113365	114866	114866
zVertex	z-Vertex: $\lvert z - z_{nominell} \rvert \leq 50\,cm$		-

Tabelle 5.12: *Zusammenfassung der Selektionskriterien aller drei Selektionen.*

6

L2 Triggeralgorithmen für elastische J/ψ-Produktion

In diesem Kapitel werden die im Jahr 1996 eingesetzten L2 Triggerelemente für die Reaktion $ep \rightarrow ep(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ in der Photoproduktion beschrieben. Die Entwicklung dieser Triggerelemente ist durch die Analyse der Ereignisse in den Vorjahren motiviert, die für 1995 auch Gegenstand dieser Arbeit ist.
Die Analyse von Ereignissen im Zentralteil des Detektors stützt sich auf L1 Subtrigger, deren Rate 1995 eine Herabskalierung erforderlich machte. Die mittleren Skalierungsfaktoren in 1995 betrugen 2.90 für den Subtrigger `S52` und 1.24 für den Subtrigger `S54`. Der Subtrigger `S0` für Ereignisse mit dem Elektronpaar im SpaCal wurde 1995 im Mittel um den Faktor 5.0 herunterskaliert.
Durch Verwendung gleichbleibender L1 Trigger lassen sich Daten mehrerer Jahre einfacher miteinander kombinieren. Das Ziel für den L2 Trigger ist deshalb, eine Herabskalierung der genannten L1 Trigger für $(J/\psi \rightarrow ee)$-Kandidaten zu vermeiden. Dieses Ziel konnte im Laufe der Runperiode 1996 umgesetzt werden.
Zum einen wurde für Ereignisse im Zentralteil ein neuronales Netz, zum anderen für Ereignisse im SpaCal ein spezifischer Algorithmus für die Back-to-Back-Topologie von Zwei-Elektron-Ereignissen eingesetzt.

6.1 Ein neuronales Netz für $ep \rightarrow ep(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$

Das neuronale Netz für den Prozeß $ep \rightarrow ep(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ im Zentralbereich des H1 Detektors erlaubt, die L1 Subtrigger S52 und S54 ohne Anwendung von Skalierungsfaktoren zu betreiben.
Die Bestimmung der Ereignisdaten für das Training, sowie das Training selbst werden im folgenden beschrieben. Daran schließt sich eine Untersuchung von Eigenschaften und Effizienzen des verwendeten L2 Triggers an.

6.1.1 Selektion der Trainingsdaten

Der erste Schritt in der Entwicklung eines neuronalen L2 Triggers besteht in der Selektion der Ereignisdaten für das Training. Die vorgegebene Festlegung auf bestimmte L1 Subtrigger ist vorteilhaft, da alle durch diese getriggerten Ereignisse, die nicht in die gewünschte Physikklasse fallen, als Untergrund definiert werden können. Die Festlegung auf die in 1995 benutzten Subtrigger S52 und S54 (s. Abs. 5.4.1),

`S52: LAr_BR && zVtx_Cls && DCRPh_TNeg,`

`S54: Topo_BR && zVtx_Cls && DCRPh_TNeg,`

bietet den Vorteil, die Datenselektion des Jahres 1995 als Physikdaten für das Training benutzen zu können. Die Kombination von Daten mehrerer Jahre in der Analyse wird durch gleichbleibende L1 Bedingungen ebenfalls erleichtert.
Als Physikdaten werden die Ereignisse der T-T–Selektion aus Kapitel 5 mit den Kriterien der Tabelle 5.12 verwendet, **ohne** Anwendung von Schnitten in der invarianten Masse m_{ee} und der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Dies geschah in der Absicht, diesen Trigger auch für andere Reaktionen mit einem Zwei-Elektron-Endzustand, wie $\psi' \to e^+e^-$ oder $\Upsilon \to e^+e^-$, verwenden zu können.
Untergrunddaten für das Training stehen reichlich zur Verfügung. Dabei ist zu berücksichtigen, daß für L2 als intermediäre Triggerstufe nicht auf Daten, die L4 und L5 passiert haben, zurückgegriffen werden kann, da die durch diese Stufen verworfenen Ereignisse diejenigen sind, die auch L2 verwerfen soll. Deshalb werden die Untergrunddaten aus speziellen Runs selektiert, bei denen diese Selektionsstufen ausgeschaltet wurden. Solche Runs werden in H1 routinemäßig für Effizienzstudien durchgeführt. Eine Übersicht über die Trainingsdaten gibt Tabelle 6.1.

Klasse	Anzahl Ereignisse		Runbereich
	Training	Test	
Physik	450	283	114866-129388,130402-131045
mit S52	121	87	
mit S54	385	240	
Untergrund	450	1500	130908/909,130915/916
mit S52	54	184	
mit S54	396	1319	

Tabelle 6.1: *Die verwendeten Trainings- und Testdaten.*

Ein Ereignis besteht für den neuronalen L2 Trigger aus etwa 1 *kByte* an Daten. Aus dieser Datenmenge müssen vor dem Training eine überschaubare Anzahl von Netzeingangsgrößen ausgewählt werden. Die für das Netz verwendeten Eingangsgrößen sind in Tab. 6.2 aufgelistet.
Für die Bestimmung der Eingangsgrößen werden u.a. die Korrelationskoeffizienten ρ_i der Eingangsgrößen mit der Triggerfunktion $f_t(\vec{x})$ (Physik=1, Untergrund=0) in

L2-Abk.	**Bedeutung**	**Wertebereich**
cpvpos	Position des Maximums im zVertex-Histogramm	$0\ldots15$
cpvmax	Maximaleintrag des zVertex-Histogramms	$0\ldots255$
cpvsum	Summe der Einträge des zVertex-Histogramms	$0\ldots255$
trhineg	Anz. DC$r\phi$-Spurmasken neg. Lad. & hoh. Impuls	$0\ldots45$
trhipos	Anz. DC$r\phi$-Spurmasken pos. Lad. & hoh. Impuls	$0\ldots45$
trloneg	Anz. DC$r\phi$-Spurmasken neg. Lad. & niedr. Impuls	$0\ldots45$
trlopos	Anz. DC$r\phi$-Spurmasken pos. Lad. & niedr. Impuls	$0\ldots45$
trtot	totale Anz. DC$r\phi$-Spurmasken	$0\ldots180$
larife	LAr-Energie im inneren Vorwärtsbereich	$0\ldots255$
larfbe	LAr-Energie im vorderen Rumpfbereich	$0\ldots255$
larcbe	LAr-Energie im zentralen Rumpfbereich	$0\ldots255$
ironfb	Modultreffer in Myon-Kammern, vordere Rumpfhälfte	$0\ldots16$
ironbb	Modultreffer in Myon-Kammern, hintere Rumpfhälfte	$0\ldots16$
irontot	totale Anz. Modultreffer in Myon-Kammern	$0\ldots16$

Tabelle 6.2: *Die 14 benutzten Eingangsgrößen des neuronalen L2-Netzes für Elektronpaar-Ereignisse.*

den Trainingsdaten untersucht,

$$\rho_i = \sum_{n=1}^{N} \frac{(x_i^{(n)} - \bar{x}_i)(f_t(\vec{x}^{(n)}) - \bar{f}_t)}{N^2(\sigma_i \cdot \sigma_{f_t})}. \tag{6.1}$$

Für die verwendeten Größen sind diese Korrelationskoeffizienten in Abb. 6.1 dargestellt. Ein Betrag eines Koeffizienten nahe Eins würde bedeuten, daß die Trennung in Physik und Untergrund durch einen einfachen Schnitt in dieser Größe erreicht werden kann. Eine solche eindimensionale Triggervariable existiert für das vorliegende Problem nicht.

Ein Betrag verschieden von Null weist auf Unterschiede in der Verteilung der Eingangsgrößen bezüglich der Klasseneinteilung in Physik und Untergrund hin. Ein signifikanter Unterschied in diesen Verteilungen kann aber auch bei einem kleinen Korrelationskoeffizienten vorhanden sein. Als Beispiel von Eingangsgrößenverteilungen in der Physik- und Untergrundklasse sind in Abb. 6.2 die Größen cpvpos, trhipos und larife dargestellt.

Die Größe cpvpos, die Position des maximalen Eintrags im zVertex-Histogramm, weist trotz eines kleinen Korrelationskoeffizienten einen wesentlichen Unterschied

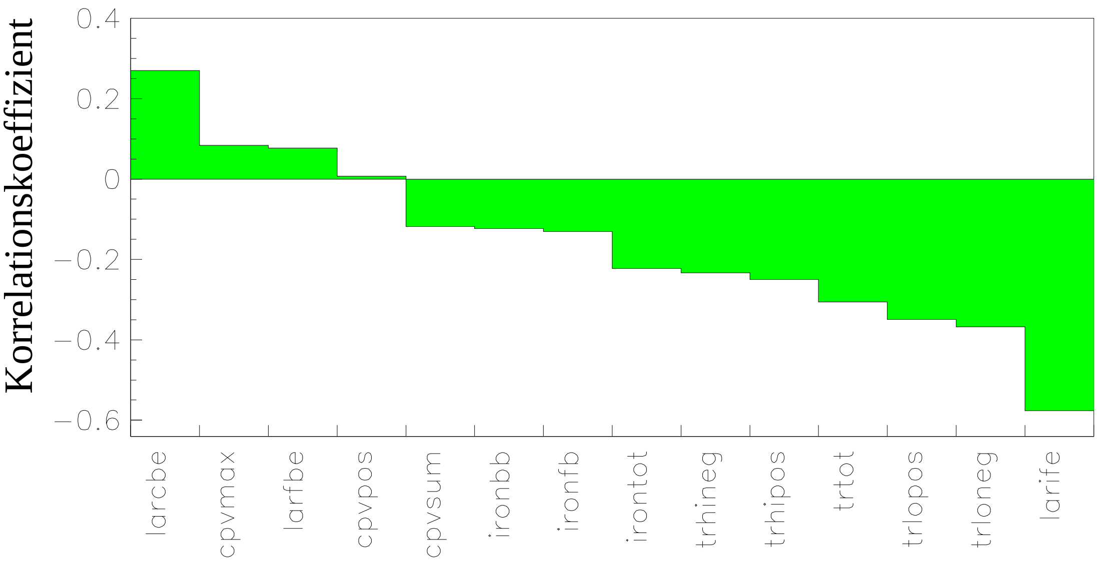

Abbildung 6.1: *Korrelation der Eingangsvariablen mit der Triggerfunktion f_t.*

zwischen der Physik und Untergrundmenge auf. Dies ist zu verstehen, da Ereignisse von *ep*-Kollisionen um den nominellen Vertex verteilt sind mit einer Standardabweichung von ca. zwei Histogrammintervallen ($\approx 10\,cm$). Strahl-Gas(oder Wand)-Ereignisse besitzen jedoch eine flache Verteilung in diesem Histogramm, da hier die Vertexposition nicht mit dem nominellen Vertex korreliert ist. Das zeigt, daß durch diese L1 Trigger überwiegend Strahl-Gas-Ereignisse getriggert werden. Die breite Streuung in den Spurmultiplizitäten und der relativ hohe Anteil an Ereignissen, die in **larife** die Sättigungstriggerenergie von $32\,GeV$ [123] überschreiten (s. Abb. 6.2), unterstützen diese Annahme. Spurmultiplizitäten (wie **trhipos** in Abb. 6.2) können für Zwei-Spur-Ereignisse die Zahl Zwei nicht wesentlich übersteigen. Das Ansprechen zweier Spurmasken durch eine Spur ist jedoch möglich.

Signifikante Unterschiede in der Verteilung für die Physik- und Untergrundklasse sind das primäre Selektionskriterium für die 14 Eingangsgrößen. Von der Verwendung von Eingangsgrößen mit größeren Abweichungen von Verteilungen in der H1-Simulation im Vergleich zu Ereignisdaten oder solchen, die nicht simuliert werden, wurde abgesehen [86].

6.1.2 Das Training

Das Training wird mit dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Backpropagation-Algorithmus unter Verwendung eines Momentumparameters durchgeführt.
Parameterstudien[83, 86] zeigen, daß das Verhältnis der Anzahl von Trainingsereignissen zu der Anzahl der freien Parameter eines Netzes mindestens 10 : 1 betragen sollte, um ein „Auswendiglernen“ von Ereignissen zu vermeiden.
Eine Netzarchitektur von $14 \times 6 \times 1$ mit 6 versteckten Knoten und insgesamt 97 freien Parametern stellte sich bei den 900 verwendeten Trainingsereignissen als optimal

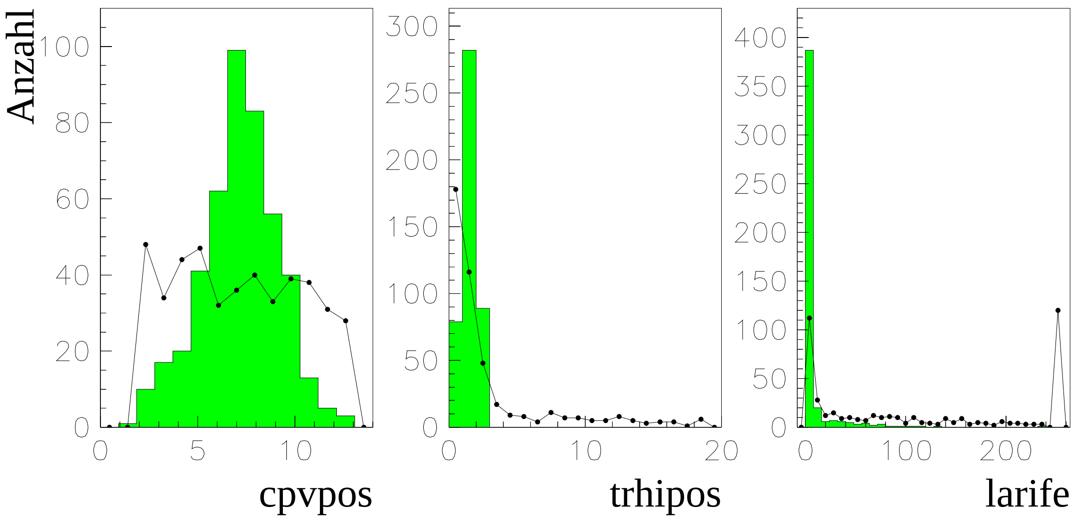

Abbildung 6.2: *Die Verteilungen der Eingangsgrößen* `cpvpos`, `trhipos` *und* `larife` *für Untergrund(●)- und Physikdaten(gefüllt).*

heraus, eine Hinzunahme weiterer versteckter Knoten führt zu keiner Verbesserung des Netzresultats.

Die Aufteilung der 733 Zwei-Spur-Elektronkandidaten in 450 Trainingsereignisse und 283 Testereignisse ist ein Kompromiß zwischen dem Wunsch, möglichst viele Ereignisse für das Training zu verwenden, und unabhängig davon Triggereffizienzen bestimmen zu können. Untergrund- und Physikdaten werden im Verhältnis Eins zu Eins gemischt. Das Training wird in Epochen unterteilt, wobei eine Epoche einem kompletten Lerndurchgang mit allen Trainingsereignissen entspricht. Nach jeder n-ten Epoche werden die Netzresultate der Testdatensätze errechnet und histogrammiert festgehalten.

In Abb. 6.3a ist der mittlere quadratische Fehler für verschiedene Trainingsdurchgänge mit variierten Lernparametern (0.001, 0.005, 0.01) und Momentumparametern (0.3, 0.8) dargestellt. In Abb. 6.3b ist die Veränderung der Physikeffizienz bei einer festen Untergrundreduzierung von 90% im Laufe des Trainings dargestellt. Dies wird als Kriterium für die Auswahl des besten Netzes verwendet. Die Epoche, für die die Physikeffizienz mit den Testdatensätzen ein Maximum erreicht, wird am Ende des Trainings ermittelt, und die Gewichte aus dieser Epoche als *beste* Gewichte verwendet. Das beste Netz hat den Lernparameter 0.005 und den Momentumparameter 0.8 mit einer maximalen Physikeffizienz von 89% in den Testdaten nach 275 Epochen. Insgesamt sind die Netze jeweils 1000 Epochen trainiert worden.

Die erreichbaren besten Effizienzen sind, wie zu sehen, wenig empfindlich gegen die Verwendung bestimmter Lern- oder Momentumparameter und schwanken für die verschiedenen Netze nur um wenige Prozentpunkte. Die Benutzung der Testdaten als Abbruchkriterium kann zu einer systematischen Verfälschung der Effizienzen durch statistische Schwankungen führen. Der flache Verlauf der Effizienzkurven im Bereich

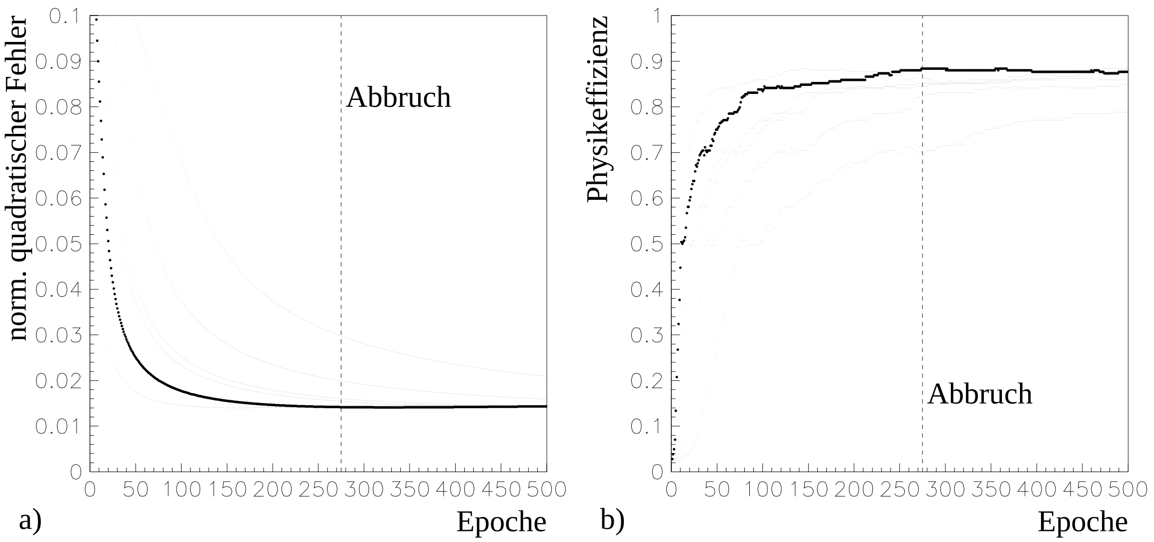

Abbildung 6.3: *Abb.* a) *Die Entwicklung des mittleren quadratischen Fehlers auf den Testdaten über die ersten 500 Lernepochen für verschiedene Lern- und Momentumparameter. Abb.* b) *Die Entwicklung der Physikeffizienz bei einer Untergrundeffizienz von 90% über die ersten 500 Lernepochen. Die Kurven des ausgewählten Netzes sind fett eingezeichnet.*

ihres jeweiligen Maximums zeigt, daß dieser Einfluß gering ist.

6.1.3 Eigenschaften des verwendeten Netzes

Das beste Netz mit einer Triggerschwelle von 0.5 wurde 1996 in L2 eingesetzt. Die Effizienz dieses Netzes kann jedoch nicht losgelöst von einem 1996 aufgetretenen Fehler in der Übertragung der DC$r\phi$-Spurmasken diskutiert werden. Dabei war eine Spurmaske immer gesetzt, mit dem Effekt, daß die Netzeingangsgrößen **trhineg** und **trtot** um jeweils Eins erhöht waren. Von einem Neutraining oder Korrektur/Reparatur dieser gesetzten Spurmaske wurde jedoch abgesehen, da eine erste Untersuchung[124] zu dem Ergebnis kam, daß die Effizienz des Netzes durch diesen Defekt nicht verschlechtert wird. Dies wird im folgenden demonstriert.
Um die Triggerfunktion f_t von Netzen miteinander vergleichen zu können, ist es zweckmäßig, für feste Werte der Triggerschwelle t_0 die Physikeffizienz und Untergrundeffizienz der Testdatensätze in ein Diagramm wie in Abb. 6.4c einzutragen, wobei unter Physikeffizienz der prozentuale Anteil getriggerter Ereignisse und unter Untergrundeffizienz der prozentuale Anteil nicht getriggerter Ereignisse zu verstehen ist. Durch gleichzeitige Integration über die Ausgabeverteilungen in Abb. 6.4a+b läßt sich diese Kurve ermitteln.
In Abb. 6.4c wurden die Testdatensätze mit und ohne der Simulation des Hardwaredefekts verglichen. Es ist keine Verschlechterung der Effizienz zu beobachten. Die Verschiebung der Position mit der verwendeten Triggerschwelle 0.5 zeigt, daß der Hardwaredefekt zu einer Verbesserung der Physikeffizienz bei gleichzeitiger Verschlechterung der Untergrundeffizienz führt.

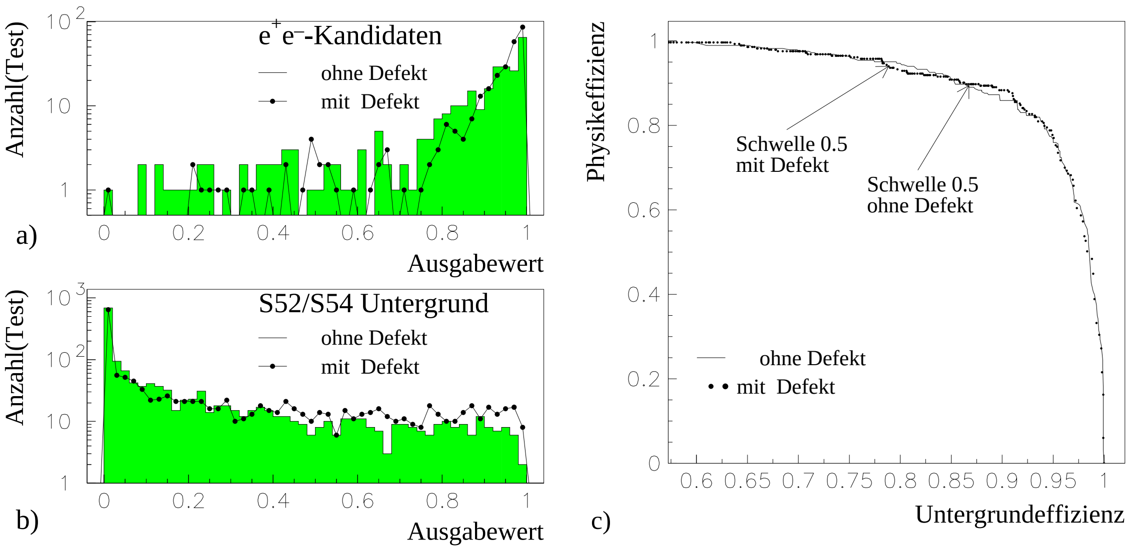

Abbildung 6.4: **a+b**) *Ausgabeverteilungen.* **c**) *Physik/Untergrund-Effizienzdiagramm. Die Effizienzen an der verwendeten Schwelle mit/ohne Defekt sind mit Pfeilen markiert.*

Eine Erklärung dieses Verhaltens kann über die Relevanz r_i [125]

$$r_i \equiv \sum_{j=1}^{n_{Daten}} \left(o(\vec{x}_j) - o(\vec{x}_j | x_{j,i} = \bar{x}_i)\right)^2 / n_{Daten}. \tag{6.2}$$

der i-ten Eingangsgrößen für die Netz-Entscheidung erhalten werden. Zur Berechnung wird eine Eingangsgröße auf den Mittelwert in der zu betrachteten Datenmenge gesetzt und die mittlere Abweichung des Ausgabewerts berechnet. Diese Größe spiegelt die Sensitivität des Netzes gegenüber einer bestimmten Eingangsgröße für eine gegebene Wahrscheinlichkeitsverteilung an Daten wider. Abb. 6.5 zeigt die Relevanz aller Eingangsgrößen getrennt für Physik- und Testdatensatz mit und ohne Simulation des Hardwaredefekts.

Die Abnahme aller Relevanzwerte für den Physikdatensatz mit Hardwaredefekt zeigt, daß die Netz-Entscheidung durch die ständig gesetzte Spurmaske weniger variiert. Der Hardwaredefekt führt sowohl für die Physik- als auch für die Untergrundtestdaten zu einer Verminderung der Relevanz der betroffenen Größen `trhineg` und `trtot`. In den Untergrundtestdaten wird dies durch eine stärkere Gewichtung der Größe `larife` (Kalorimeterenergie im inneren Vorwärtsbereich) ausgeglichen.

Aus Abb. 6.4c ist zu erkennen, daß für die benutzte Triggerschwelle von 0.5 die erwartete Reduktion der L1 Rate der Subtrigger S52 und S54 etwa einen Faktor 5 beträgt (entspricht einer Untergrundeffizienz von 0.8).

Für einen Ausschnitt der Runperiode 1996 zeigt Abb. 6.6 durch Darstellung der auf $70mA \times 30mA$ Strahlströme[1] umgerechneten Triggerraten, daß diese Vorhersage eingetroffen ist. Die Raten wurden auf diese Strahlströme normiert, um sie

---

[1] Protonstrahlstrom × Elektronstrahlstrom; ein typischer Wert nach Füllung des HERA-Rings. Danach fällt der Elektronstrom mit einer Halbwertszeit von einigen Stunden ab. Die gemittelten Ströme betrugen 1996 etwa $60mA \times 20mA$.

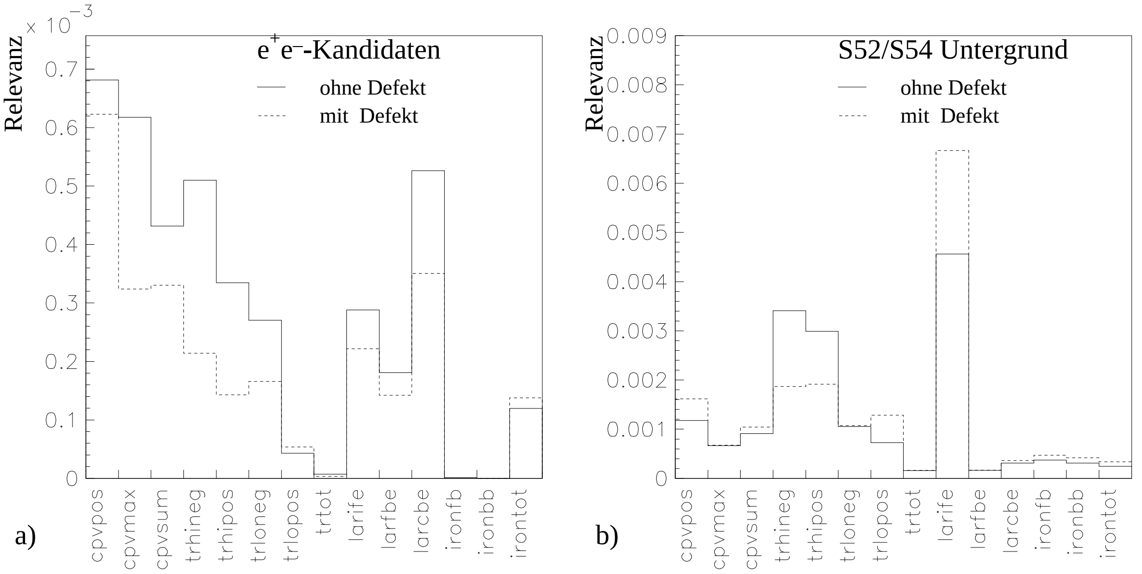

Abbildung 6.5: *Relevanzwerte der Eingangsgrößen für die Physik-(*$\mathbf{a}$*) und Untergrundtestdaten(*$\mathbf{b}$*).*

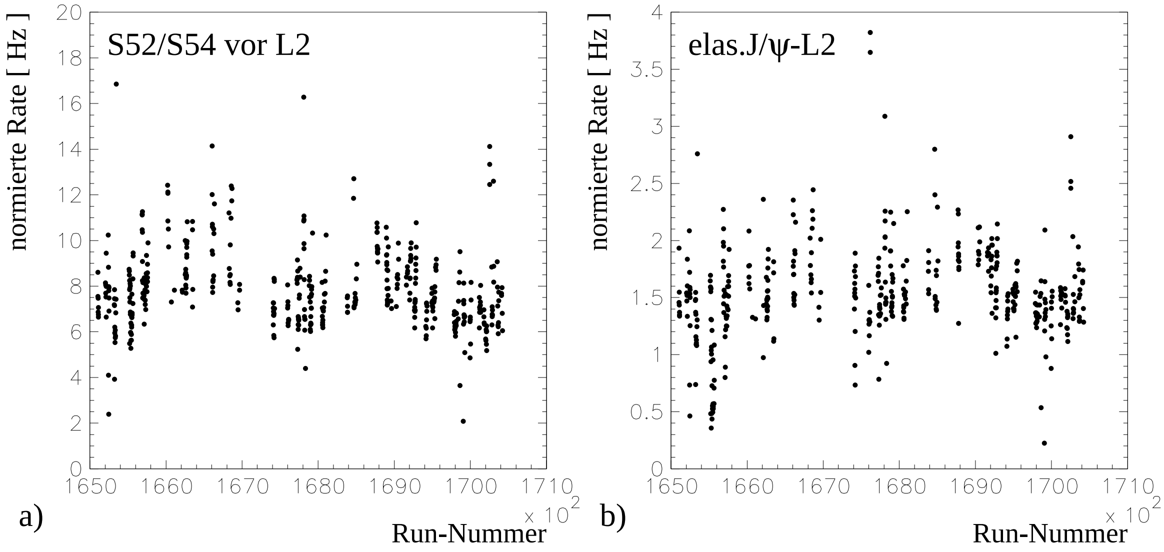

Abbildung 6.6: *Auf* $70mA \times 30mA$ *Strahlströme normierte Ein-(*$\mathbf{a}$*) und Ausgangs(*$\mathbf{b}$*)-rate des neuronalen Netzes in einem Ausschnitt der Runperiode 1996.*

mit der in H1 für die zu Beginn einer Luminositätsfüllung etwa angestrebten 30 Hz L2-Gesamtausgangsrate [126] vergleichen zu können.

6.1.4 Die Physikeffizienz des Netzes

In der Analyse physikalischer Prozesse steht die Bestimmung von Triggereffizienz ϵ_{trig} und Selektionseffizienz ϵ_{sel} im Vordergrund. Diese Effizienzen gehen über $\sigma = \frac{N}{\epsilon_{\mathrm{sel}}\epsilon_{\mathrm{trig}}\mathcal{L}}$ in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ein. Es existieren unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Triggereffizienz eines Netzes:

Methode 1: Die Triggereffizienzen können aus den Testdaten für das Training bestimmt werden. Der Vorteil ist die relativ hohe Statistik, der Nachteil besteht darin, daß es sich um eine Prognose und nicht um eine Messung handelt.

Methode 2: Die Triggereffizienzen können durch Monte-Carlo-Ereignisse der Physikreaktion ermittelt werden. Der Vorteil ist eine hohe Statistik, der Nachteil liegt in zusätzlichen systematischen Fehlern durch Abweichungen der Simulation von den wahren Detektoreigenschaften.

Methode 3: Für jeden L2 Subtrigger kann eine negative Netz-Entscheidung für jedes n-te verworfene Ereignis mit einem positiven L2 Triggersignal versehen werden (s. Abs. 4.3.4). Für den Elektronpaar-L2-Trigger in 1996 ist im Mittel $\langle n\rangle \approx 10.5$. Mit diesen Ereignissen kann die Effizienz direkt gemessen werden, jedoch mit verminderter Statistik.

Methode 4: Existieren alternative Trigger mit ausreichender Effizienz, können diese unter Annahme einer unkorrelierten Triggerentscheidung zur Effizienzmessung benutzt werden. Die Trigger, die diese Anforderung 1996 erfüllten, weisen jedoch nur einen begrenzten Überlapp in der Akzeptanz in $W_{\gamma p}$ mit dem Elektronpaar-L2-Trigger auf, weshalb hier auf die Anwendung dieser Methode verzichtet wurde.

An dieser Stelle soll nur die Bestimmung der L2 Triggereffizienz (s. Gl. 4.18) erfolgen. Die primäre Ereignisselektion entspricht der T-T–Selektion für $(J/\psi \to ee)$-Kandidaten in Tab. 5.12 ohne Schnitte in $W_{\gamma p}$ oder m_{ee}. Der aufgetretene Übertragungsfehler in den Driftkammerdaten in 1996 wurde bei allen Effizienzangaben berücksichtigt.

Für das Jahr 1996 wurde eine Selektion auf die vorläufige Ereignisrekonstruktion in gleicher Weise wie für das Jahr 1995 durchgeführt, eine Selektion auf die endgültige Rekonstruktion ist aus den zeitlichen Beschränkungen dieser Arbeit heraus nicht möglich gewesen. Es fanden sich 818 Elektronpaar-Ereignisse (602 mit $m_{ee} \in [2.3, 3.5]\, GeV$).

Abb. 6.7a gibt die Triggereffizienz in Abhängigkeit von der invarianten Masse für die Methode **1** und **2** wieder (Verteilung s. Abb. 5.13). Es ist zu erkennen, daß die Effizienz im Bereich $m_{ee} < 2\, GeV$ abfällt. Es wird deshalb im folgenden die L2 Triggereffizienz für drei verschiedene Bedingungen angegeben;

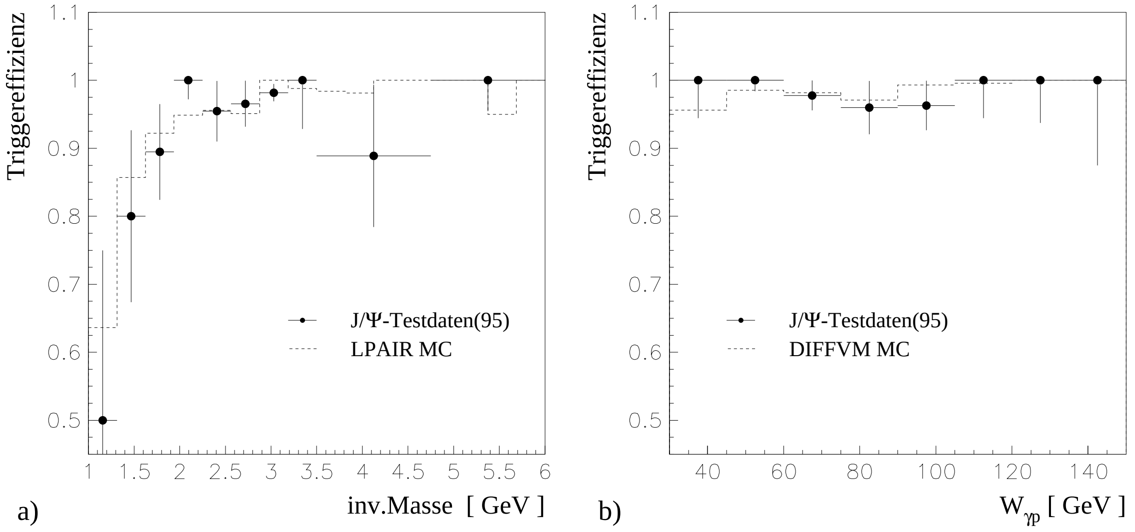

Abbildung 6.7: *Triggereffizienz des L2-Netzes in Abhängigkeit von der invarianten Masse (a) und der Schwerpunktsenergie (b). Benutzt wurden die Testdaten aus 1995. Die Effizienz in (a) wurde mittels einer Zwei-Elektron-QED-Monte-Carlo-Simulation überprüft. Bei (b) wurde eine Selektion* $2.3 \leq m_{ee} \leq 3.5\,GeV$ *angewendet.*

ee-Paar:	: Eff. bzgl. aller durch S52/S54 getriggerten ee-Paar-Ereignisse
$m_{ee} \in [2.3, 3.5]\,GeV$:	Eff. in einem erweiterten J/ψ-Signalintervall
$p_t(Spur) > 1.0\,GeV$:	Eff. mit einem Schnitt auf die Transversalimpulse der Elektronen

In der MC-Simulation liegen 98% der $(J/\psi \to ee)$-Ereignisse im angegebenen Massenintervall. In der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ in Abb. 6.7b für Ereignisse in diesem Intervall sind die geringen Effizienzverluste in dem Bereich um 70 GeV konzentriert; dies ist die Schwerpunktsenergie, für die das Ruhesystem des J/ψ mit dem Laborsystem zusammenfällt und die deponierten Energien am geringsten sind.

Desweiteren werden die Effizienzen getrennt für die proton-elastische(EL) und proton-dissoziative(PD) Selektion bestimmt (s. Abs. 5.7). Das begründet sich aus der Korrelation des proton-dissoziativen Selektionskriteriums $E_{LAr}(\theta < 10^0)$ mit der L2 Eingangsgröße **larife**. Die Energiedepositionen proton-dissoziativer Ereignisse können dabei denen von Untergrundereignissen ähneln, deshalb ist eine etwas geringere L2 Triggereffizienz erwartet.
In Tabelle 6.3 sind die Triggereffizienzen mit ihren statistischen Fehlern für die Methoden 1–3 und den genannten Kriterien dargestellt.
Die Effizienzen für die proton-dissoziativen Ereignisse sind etwas geringer, liegen aber deutlich über 90%. Die Methode **3** hat die größten statistischen Fehler, obwohl nur ein proton-elastisch selektiertes und vier proton-dissoziativ selektierte Ereignisse gefunden wurden, die vom Netz verworfen wurden. Im statistischen Fehler ist jedoch der Skalierungsfaktor von $\langle n \rangle \approx 10.5$ zu berücksichtigen. Dafür

Methode	Selekt.	L2-Effizienz		
		ee-Paar	$m_{ee} \in [2.3, 3.5]\ GeV$	$p_t(Spur) > 1\ GeV$
1	EL	$97.0 \pm 1.3\%$	$99.1 \pm 0.9\%$	$98.8 \pm 0.7\%$
2		-	$98.5 \pm 0.3\%$	$98.9 \pm 0.3\%$
3		$98.5 \pm 1.5\%$	$97.8 \pm 2.2\%$	$100.0^{+0.0}_{-1.1}\%$
1	PD	$92.0 \pm 2.9\%$	$96.4 \pm 2.5\%$	$97.5 \pm 2.5\%$
2		-	$95.5 \pm 0.5\%$	$95.7 \pm 0.6\%$
3		$90.4 \pm 4.6\%$	$93.6 \pm 4.4\%$	$97.6 \pm 2.4\%$

Tabelle 6.3: *Die L2-Triggereffizienzen des '96 eingesetzten Netzes, berechnet mit den beschriebenen Methoden und Selektionskriterien für proton-dissoziative(PD) und proton-elastische(EL) Ereignisse. Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler.*

ist diese Bestimmung frei von systematischen Effekten. Die Triggereffizienzen der verschiedenen Methoden stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein und liegen für die elastische Selektion nahe 100%. Systematische Abweichungen sind nicht zu beobachten.

6.2 Der SpaCal-Back-to-Back-L2-Trigger

Ein elastisches J/ψ-Ereignis, das ein Elektronpaar im SpaCal deponiert, kann im H1-Experiment nur durch Triggerelemente des SpaCals erkannt werden, da die Spurtrigger für Polarwinkel $> 160^0$ keine Akzeptanz besitzen, und sonst keine weiteren Triggersignale vorhanden sind.

Der Schwellentrigger des SpaCals im Jahre 1995 erreichte eine Effizienz von beinahe 100% für diese Ereignisse, mußte aber – seiner hohen Rate wegen – im Mittel um einen Faktor 5.0 herabskaliert werden. Dies wirkt sich ungünstig auf die geringe Statistik der e^+e^-–Kandidaten aus, wie in der Physikanalyse dieser Arbeit auch demonstriert (s. Kap. 7).

Das motivierte die Entwicklung des SpaCal-Back-to-Back-Triggers auf der Stufe L2 (SBaBa-Trigger) für die auf 1995 folgenden Datennahmeperioden.

Der SBaBa-Trigger ist ebenfalls effizient für QED-Compton-Ereignisse und für einen geringen Teil des Phasenraumes der Reaktion $ep \to ep(\eta \to \gamma\gamma)$. Er hat Prototypencharakter für ähnliche Algorithmen im Zentral- und Vorwärtsbereich des Detektors.

6.2.1 Der SpaCal Trigger auf L1

Das SpaCal hat eine Polarwinkelakzeptanz von $153^0 < \theta < 177.5^0$. Die hohe Zeitauflösung von unter $1\,ns \ll 1.B.C.(96\,ns)$ wird ausgenutzt, um für den Trigger

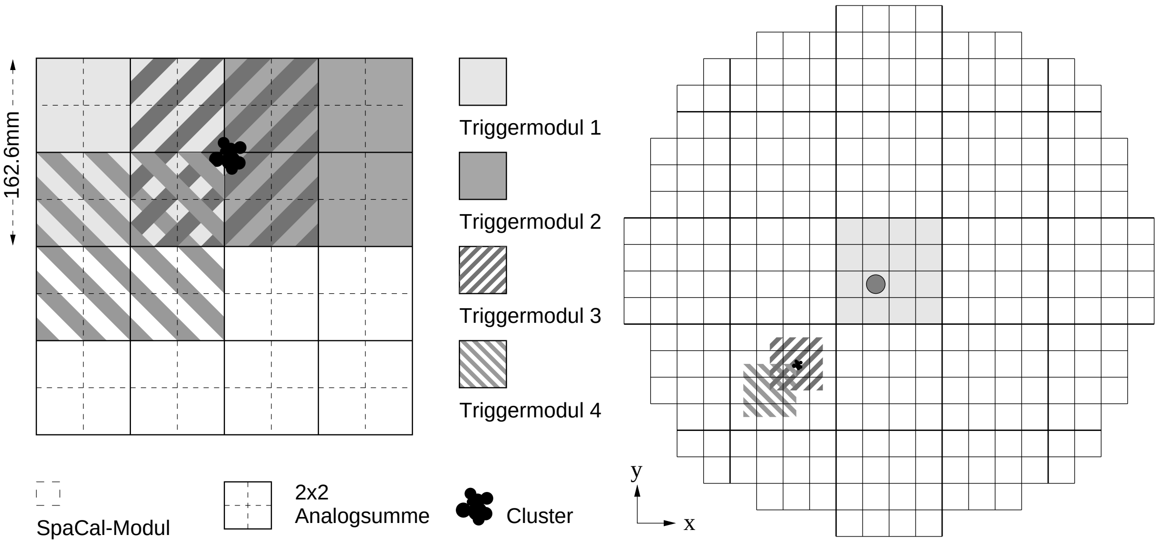

Abbildung 6.8: **Der SpaCal Trigger**. *Aus jeweils* 2×2 *SpaCal-Modulen(*$40.5\times40.5mm^2$*) werden Triggeranalogsummen gebildet. Diese werden in überlappender Weise einer weiteren* 2×2 *Summierung unterzogen und bilden ein Triggermodulsignal, aus dem drei Schwellenbits abgeleitet werden. Durch die Überlappung wird erreicht, daß jeder Cluster mindestens in einem Triggermodul vollständig enthalten ist (im Bild Triggermodul 3). Die vollständige Segmentierung in Triggermodule ohne die Überlappung ist rechts gezeigt. Jeweils* 4×4 *Triggermodule werden für die Weiterverarbeitung zu LIET-Modulen zusammengefaßt. Für das innerste LIET Modul(grau) wurden 1996 eigene Triggerelemente definiert. Der Kreis symbolisiert die Position des Strahlrohrs.*

ein Zeitfenster für Ereignisse vom Wechselwirkungspunkt (ToF[2]-Fenster) zu definieren. Das SpaCal besteht aus $(40.5\times40.5)mm^2$ großen Modulen. Aus dem Signal von jeweils vier Modulen wird für den Trigger eine Analogsumme gebildet. Jeweils vier benachbarte Analogsummen bilden ein Triggermodul, wobei diese sich gegenseitig überlappen, indem jede Analogsumme in vier Triggermodule eingeht, deren Zentren sich auf den Eckpunkten der Bereiche der Analogsummen befinden (s. Abb. 6.8).
Der Vorteil dieser Methode ist, daß ein elektromagnetischer Schauer bei einem Molière-Radius von $2.55\ cm$ des SpaCals auch unter schrägen Einschußwinkeln vollständig in einem Triggermodul enthalten ist, womit Effizienzeinbußen an Modulgrenzen vermieden werden [127].
Das Signal eines Triggermoduls wird mit drei Schwellen verglichen. Daraus werden drei Triggerbits (SIET-Bits[3]) abgeleitet. 4×4 Bits derselben Schwelle werden auf einer Zwischenstufe zu insgesamt 5×5 LIET[4]-Bits verODERt (s. Abb. 6.8). Diese werden für L1 zu globalen Schwellenbits weiter verODERt. Zwei weitere Triggerelemente werden aus der im ToF-Fenster deponierten Gesamtenergie abgeleitet.
Als DIS–Trigger im Bereich $1 < Q^2 < 100\ GeV^2$ wurden 1996 das höchste Schwellenbit (`SIET>2`) und das höhere Gesamtenergiebit (`SIET_ToF_E2`) verwendet. Die

---

[2] Time of Flight; Flugzeit.

[3] SpaCal Intrinsic Electron Trigger

[4] Local Intrinsic Electron Trigger

H1 Bezeichnung	`SIET>0`	`SIET>1`	`SIET>2`	`SIET_ToF_E2`
Schwelle[GeV]	0.5	1.7	5.2	10-15

Tabelle 6.4: *Die Schwellen der SpaCal L1 Triggerelemente in 1996 bezüglich der deponierten Energie. Totes Material vor dem SpaCal führt zu Unterschieden zwischen Teilchenenergie und im SpaCal deponierter Energie. Die Triggereffizienz von* `SIET>1` *beträgt für eine Elektronenergie bei* 2.0 GeV *etwa* 95% *[128].*

Subtrigger	H1-Bezeichnung	Skal.in Phase		
		2	3	4
S0	`SIET>2`	5	2	1
S3	`SIET>2 && S_ToF_E_2`	1	1	1
S40	`SIET>1 && !DCR`ϕ`_TC && zVtx_mul<7`	1	1	1

Tabelle 6.5: *L1 Subtrigger für elastische J/ψ-Produktion in Rückwärtsrichtung im Jahr 1996 und ihre standardmäßigen Skalierungsfaktoren.*

Schwellen sind in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Das innerste LIET-Modul wurde 1996 aus der VerODERung für die Schwellenbits herausgenommen, dennoch mußte der Schwellentrigger wegen zu hoher Raten im Mittel um einen Faktor 2 herabskaliert werden.

Eine experimentelle Überprüfung der SpaCal-Triggereffizienzen der J/ψ-Produktion in 1996 wird erst durch Benutzung des mittleren Schwellenbits mit dem hier diskutierten L2-Algorithmus möglich. Andere Subtrigger sind zu ineffizient, um ausreichend Statistik aufzusammeln. Die für die elastische J/ψ-Produktion in Rückwärtsrichtung effizienten H1-Subtrigger in 1996 sind in Tab. 6.5 aufgelistet.

Den abfallenden Strömen in einer Luminositätsfüllung von HERA entsprechend gibt es bei H1 mehrere Phasen mit unterschiedlichen Skalierungsfaktoren für Subtrigger. Die Gesamtluminosität verteilt sich ungefähr gleichmäßig auf diese Phasen 2, 3 und 4. Von den drei Subtriggern ist nur S0 um einen mittleren Faktor 2.0 herunterskaliert. Die zusätzlichen Bedingungen des S40 dienen als Veto gegen Ereignisse mit hoher Spurmultiplizität, die durch ihre längere Auslesezeit mehr Totzeit haben. Die aus MC-Ereignissen abgeschätzte Effizienz dieser Vetos beträgt für elastische J/ψ-Ereignisse $(99.8 \pm 0.2)\%$.

6.2.2 Der Algorithmus in L2

Auf der zweiten Triggerstufe sind folgende Daten des SpaCal-Triggers verfügbar (vgl. mit Abb. 6.8):

- 20×20 SIET-Bits für die mittlere Energieschwelle (2.0 GeV),

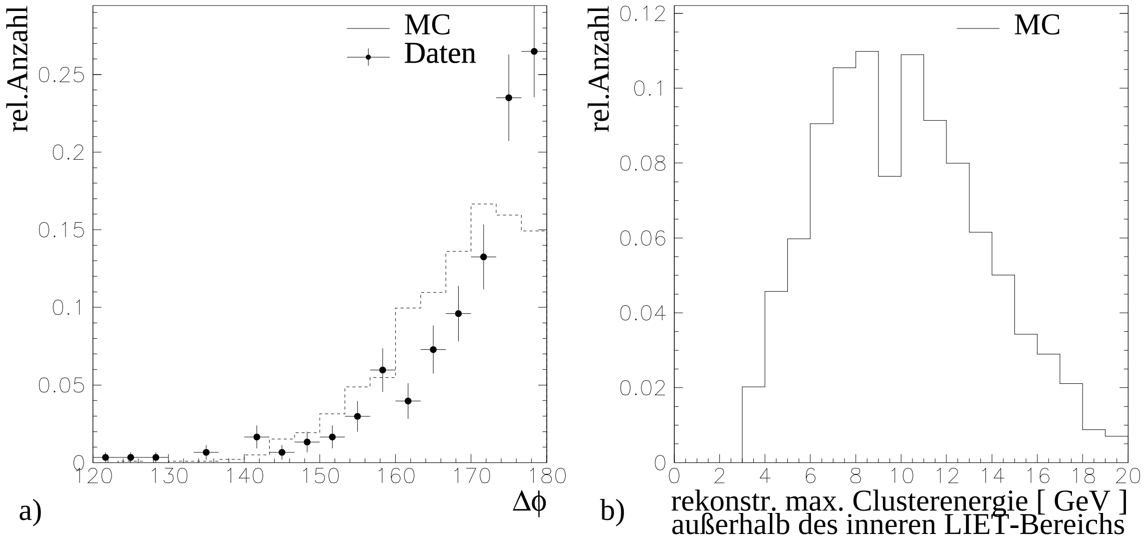

Abbildung 6.9: *Abb.* **a)** *zeigt die Verteilung der Differenz in den Azimutwinkeln der beiden Zerfallselektronen. Die Abweichung von* 180^0 *ist in MC etwas größer als in den Daten. Abb.* **b)** *zeigt die rekonstruierte maximale Clusterenergie außerhalb des innersten LIET-Bereiches von simulierten Ereignissen ohne Schnitte auf die Clusterenergien.*

- 5×5 LIET[5]-Bits jeweils für alle drei Schwellen,
- 4×4 SIET-Bits des innersten LIET-Bereichs für alle drei Schwellen.

Veto-Triggerdaten des el.-mag. SpaCals und die Schwellen-Triggerdaten des hadronischen SpaCal sind ebenfalls im L2-Datenstrom verfügbar. Seit Nov. '96 stehen auch Quadranten-Energien in 8 *bit*-FADC-Werten zur Verfügung, die für den bereits laufenden SBaBa-L2-Trigger nicht mehr verwendet werden konnten, in Zukunft aber weitere Verbesserungen ermöglichen.
Der Vorteil der sich überlappenden Triggermodule hat für die topologische Auswertung auf L2 einige Nachteile:

- die Ortsauflösung wird um einen Faktor 2 verschlechtert,
- die Anzahl der Bits pro Cluster variiert erheblich (1-9 Bits/Cluster),
- die LIET-Bits sind unsymmetrisch relativ zum Strahlrohr.

Punkt 1 und 2 erschweren die Entwicklung eines inklusiven Zwei-Elektron-Triggers. Deshalb wurde ein Trigger entwickelt, der auf zwei symmetrisch in der $r\phi$-Ebene des SpaCal liegende Energie-Cluster anspricht. Für einen solchen Algorithmus wirken sich die genannten Nachteile kaum aus, da die Auflösung der SIET-Bits für die Erkennung dieser Ereignistopologie ausreicht.
Die erlaubte Abweichung von einer symmetrischen Anordnung der Cluster in der $r\phi$-Ebene wurde der Verteilung elastischer J/ψ-Kandidaten angepaßt(Abb. 6.9a), wobei

---

[5] Ein LIET-Bit besteht aus 4×4 SIET-Bits, s. voriger Abschnitt.

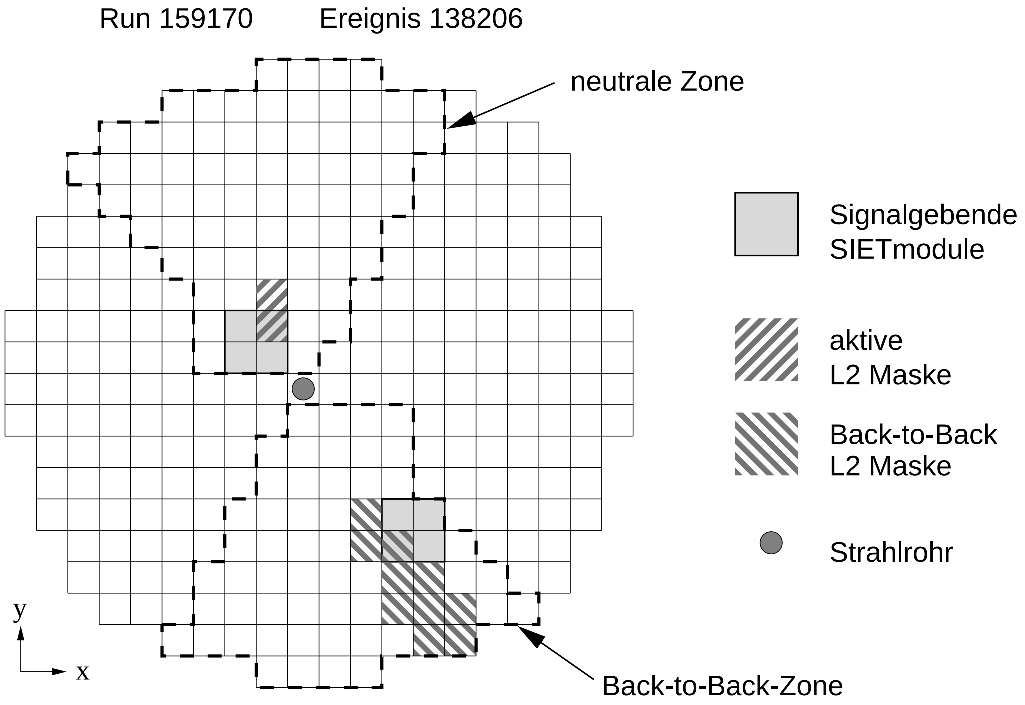

Abbildung 6.10: *Ein durch den SBaBa-L2-Trigger getriggerter J/ψ-Kandidat in 1996 ($m_{e^+e^-} = 3.4\,GeV$, $y_{JB} = 0.84$). Dargestellt sind die SIET-Schwellenbits der mittleren Energieschwelle (in Grau die feuernden Triggermodule). Die L2-Maske, die den Trigger ausgelöst hat, und eine gegenüberliegende Maske, die die Back-to-Back-Topologie verifiziert, sind ebenfalls eingezeichnet.*

eine gleichmäßige Effizienz für den Bereich $\Delta\phi \in [150^0, 180^0]$ angestrebt wurde[6]. Die Herausnahme eines $24 \times 24\ cm^2$ großen Quadrates des innersten LIET-Bereich aus der L1-Bedingung stellt keinen Nachteil dar, da der minimale Öffnungswinkel zwischen den beiden Elektronen für $t = 0$ ungefähr $2m_{J/\psi}/E_e \approx 0.2$ beträgt, was einem Mindestabstand der Auftreffpunkte auf dem SpaCal von $36\,cm$ entspricht. Damit ist immer mindestens ein Cluster außerhalb dieses Bereiches[7]. Die Verteilung der maximalen rekonstruierten Clusterenergie außerhalb des inneren LIET-Quadrates für MC-Ereignisse zeigt (Abb. 6.9b), daß eine Schwellenenergie von $6\ GeV$ mit Effizienzeinbußen verknüpft ist. Deshalb wird die Bedingung `SIET>1` ($2\,GeV$) als vorgeschalteter L1-Trigger des SBaBa-L2-Algorithmus benutzt.

Der L2-Algorithmus verwendet die SIET-Bits der mittleren Schwelle in der 20×20 Auflösung. Insgesamt entsprechen davon 308 Bits jeweils einem SIET-Modul (Abb. 6.8 und Abb. 6.10). Diese Bits werden als 400-dimensionaler boolescher Eingangsvektor $\vec{x}$ aufgefaßt. In einem ersten Schritt wird dieser Eingangsvektor auf

---

[6] $\Delta\phi = \min(|\phi_1-\phi_2|, |360^0+\phi_1-\phi_2|, |-360^0+\phi_1-\phi_2|)$ mit ϕ_n als dem gemessenen Azimutalwinkel des n-ten Elektrons.

[7] Da $24\,cm \cdot \sqrt{2} < 36\,cm$ gilt, und die Diagonale die ungünstigste Möglichkeit ist.

den 64-komponentigen booleschen Maskenvektor

$$\vec{m} = \mathbf{M}_{64\times 400} \cdot \vec{x} \tag{6.3}$$

über eine parallelisierte Vektormatrixmultiplikation[8] reduziert. Dabei werden die 400 Eingangsbits in 64 L2-Masken segmentiert, die im äußeren Bereich des SpaCals mehr Triggermodule als im Inneren enthalten, und eine auf das Strahlrohr gerichtete sektorartige Form besitzen. Diese Reduktion erlaubt, jedem Prozessorknoten des Parallelrechners genau eine L2-Maske zur Weiterverarbeitung zuzuweisen. Eine L2-Maske wird aktiviert, wenn mindestens ein zugehöriges SIET-Bit gesetzt ist.
In einem nächsten Verarbeitungsschritt werden in jedem Prozessorknoten k zwei Skalarprodukte,

$$b_k = \vec{B}_k \cdot \vec{m} \quad \text{und} \quad v_k = \vec{V}_k \cdot \vec{m}, \tag{6.4}$$

berechnet. Das erste Skalarprodukt b_k ist 1, wenn eine L2-Maske in einer der Maske k zugeordneten, durch $\vec{B}_k$ definierten Back-to-Back-Zone gesetzt ist. Das zweite Skalarprodukt dient als Veto-Bit, das gesetzt wird, wenn eine Maske außerhalb der Back-to-Back-Zone und einer neutralen Zone um die L2-Maske k selbst angesprochen hat (definiert durch $\vec{V}_k$). Das Vorgehen des Algorithmus ist an einem getriggerten J/ψ-Kandidaten in Abb. 6.10 veranschaulicht.
Die Gesamttriggerentscheidung $t_{\ell 2}$ wird aus den Zwischenresultaten wie folgt gebildet:

$$t_{\ell 2}(\vec{x}) = \vec{m} \cdot (\vec{b}(\vec{m}) \otimes \neg \vec{v}(\vec{m})). \tag{6.5}$$

Die Komponenten von $\vec{b}$ und $\vec{v}$ sind die Skalarprodukte aus Gl. (6.4).
b_k und v_k werden auf dem k-ten Prozessorknoten des Parallelrechners berechnet, so daß die elementweise VerUNDung einfach zu parallelisieren ist. Für die Berechnung des Skalarprodukts werden über eine globale VerUNDung auf dem Ausgabebus des Parallelrechners ebenfalls nur wenige Taktzyklen benötigt.
Zusätzlich wird das SIET-Bit der niedersten Schwelle in der Strahlrohrposition als Veto benutzt. Damit läßt sich die Rate des Triggers etwa um einen Faktor 5 reduzieren.
Die gesamte Verarbeitungszeit auf dem CNAPS Parallelrechner beträgt

$$t_{\mathrm{SBaBa}} = 164 \times 48\,ns = 7.9\,\mu s, \tag{6.6}$$

wobei die deaktivierte Bearbeitung der LIET-Bits mit etwa $2.0\,\mu s$ in diese Zeit eingeht.

6.2.3 Betriebseigenschaften

Problematisch für den Einsatz dieses Triggers ist die hohe Rate des L1 Triggers der mittleren Schwelle. Es bedurfte einiger Versuche mit verschiedenen Änderungen in der L1- und L2-Bedingung, bis dieser Trigger ab Run 161844 in der hier vorgestellten Form eingesetzt wurde. In Abb. 6.11a) und b) ist die Ein- und Ausgangsrate (auf $70\,mA \times 30\,mA$ Strahlströme normiert) des SBaBa-Triggers dargestellt. Der

---

[8] Zur Definition boolescher Vektornotation siehe Anhang A.

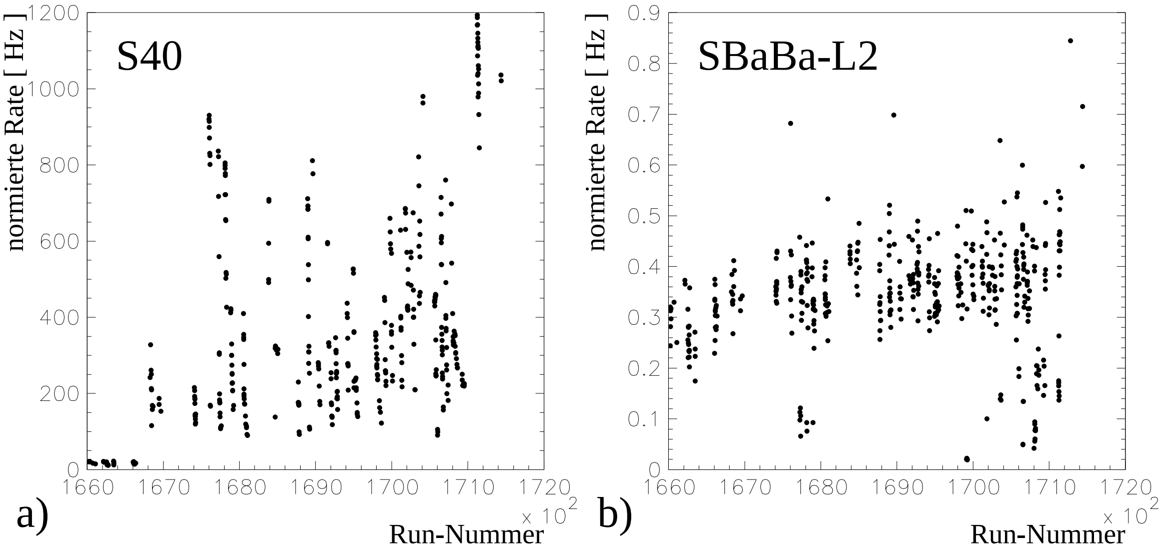

Abbildung 6.11: *Auf $70mA \times 30mA$ Strahlströme normierte Ein(**a**)- und Ausgangs(**b**)-rate des SBaBa-L2-Triggers in einem Ausschnitt der Runperiode 1996.*

SBaBa-Trigger ist der L2-Trigger mit dem höchsten Verhältnis zwischen Ein- und Ausgangsrate. Die Ausgangsrate zeigt eine geringere Schwankungsbreite als die Eingangsrate. Dies bedeutet eine geringere Abhängigkeit von Untergrundbedingungen und trägt dazu bei, die Gesamttriggerrate des H1 Experiments stabil zu halten.

6.2.4 Triggereffizienzen

Für die Berechnung der Triggereffizienzen wurden die Methoden 2+4 aus Abschnitt 6.1.4 verwendet, d.h. die Effizienzen wurden aus MC Simulation und Schnittmengen verschiedener Trigger ermittelt. Um mit anderen L1 Triggern vergleichen zu können, werden im folgenden die L1 Triggereffizienzen nach L2 (Gl. 4.19) bestimmt. Für den Subtrigger `S3` steht keine Triggersimulation für das Triggerelement `S_ToF_E_2` zur Verfügung. Dieses spricht an, falls die deponierte Gesamtenergie in einem Zeitfenster eine Schwelle überschreitet. Relativ zur deponierten Gesamtenergie ohne Zeitfensterbedingung ist die Triggerschwelle mit $(10-15)\ GeV$ jedoch recht unscharf.
Die Triggereffizienz läßt sich aber über `S0` bestimmen, da `S3` eine Untermenge der von `S0` getriggerten Ereignisse darstellt. Voraussetzung ist eine bekannte Triggereffizienz von `S0`. Unter der Annahme statistischer Unabhängigkeit kann die Effizienz von `S0` und `S3` über die von SBaBa (`S40`) getriggerten Ereignisse bestimmt werden. In Tab. 6.6 sind die bestimmten Triggereffizienzen für die C-C–Selektion (Tab. 5.12) zweier Elektronkandidaten im SpaCal in 1996 angegeben. Die MC Simulation des Subtriggers S0 wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, wobei die Effizienzen durch die Simulation gut wiedergegeben werden. Die Gründe für den Einbruch der Triggereffizienz des S3 für Runs > 165000 liegen in einer unbeabsichtigten Verschiebung des ToF-Zeitfensters relativ zum B.C.-Zeitpunkt, die erst gegen Ende der Runperiode wieder korrigiert wurde. In solchen Fällen kommt dem Vorteil mehrerer

	`S0`	`S40`	MC
`S0`	–	$96.9 \pm 1.5\%$	$96.4 \pm 0.6\%$
`S40(mit SBaBa)`	$89.9 \pm 2.4\%$	–	$93.2 \pm 0.7\%$
`S3(<Run 165000)`	$90.1 \pm 2.8\%$	–	–
`S3(>Run 165000)`	$69.4 \pm 5.3\%$	$74.4 \pm 4.0\%$	–

Tabelle 6.6: *Triggereffizienzen der verwendeten Subtriggerelemente aus der Schnittmenge mit anderen Triggern und MC Simulation. Reihen stehen für die Subtrigger, auf die sich die Effizienzen beziehen, Spalten für die Daten, aus denen die Effizienzen berechnet werden.*

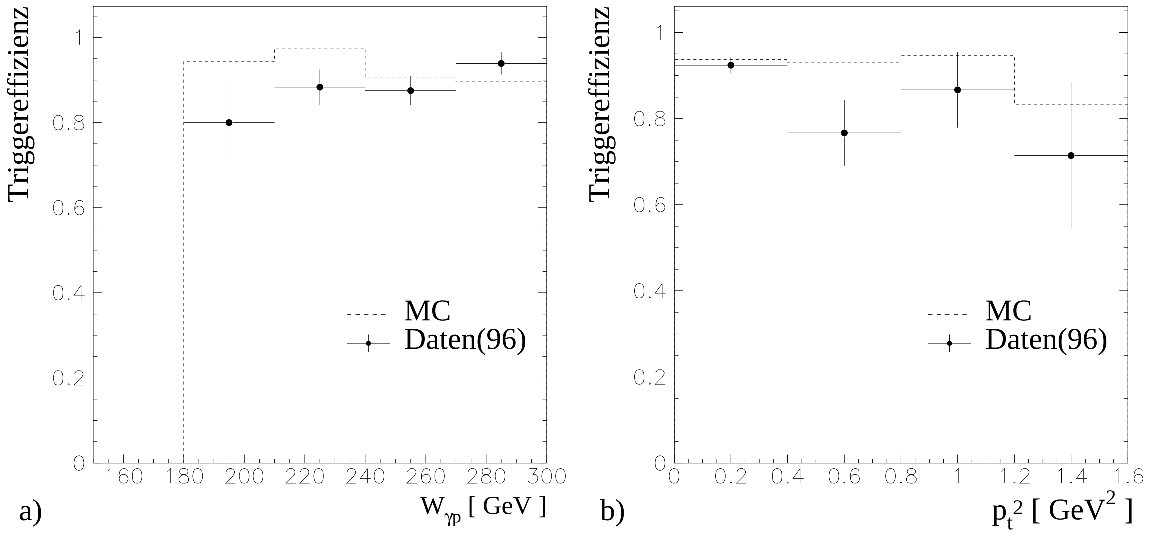

Abbildung 6.12: *Triggereffizienzen des SBaBa-Algorithmus in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ **(a)** *und des Impulsübertrages* $t = -p_t^2$ **(b)**.

unabhängiger Trigger zur Effizienzbestimmung besondere Bedeutung zu.

Abb. 6.12a zeigt die differentielle Triggereffizienz in der Schwerpunktsenergie für MC und Daten. Der Abfall der Triggereffizienz für Ereignisse mit höheren Impulsüberträgen $t \approx -p_t^2$ in Abb. 6.12b ist erwartet, da der azimutale Öffnungswinkel zwischen den beiden Elektronen in der r-ϕ–Ebene mit zunehmendem t kleiner wird, was zu Abweichungen von der Back-to-Back-Symmetrie führt. In diesen Ereignissen ist jedoch die Wahrscheinlichkeit des zusätzlichen Ansprechens von Spurtriggern der zentralen Kammern deutlich erhöht.

6.3 Ausblick

Die hier vorgestellten Algorithmen liefern bezüglich Raten und Effizienzen die erwarteten Resultate. Dennoch werden für die Zukunft weitere Verbesserungen an-

gestrebt. Das bisher verwendete L2-Netz nutzt die detaillierte θ-ϕ Information der Spurkammern nicht aus, sondern verwendet nur summierte Größen. Unter Einbeziehung dieser Größen kann zum einen versucht werden, die relativ ineffizienten L1 Triggerelemente `LAr_BR` und `Topo_BR` durch andere Bedingungen zu ersetzen, und zum anderen, den Endzustand $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ in diesen Trigger miteinzubeziehen.
Die Effizienz des SBaBa-Algorithmus kann durch Einbeziehung von Triggerenergiesummen weiter verbessert werden.
Ein ähnlicher Algorithmus kann statt in Rückwärtsrichtung auch in Vorwärtsrichtung im LAr-Kalorimeter eingesetzt werden. Die bisher in diesem Bereich benutzten Triggerschwellen sind ineffizient im Hinblick auf den Prozeß $ep \rightarrow ep(J/\psi \rightarrow ee)$.
Es ist auch erstrebenswert, L2 Trigger zu entwickeln, die für elastische und inelastische Reaktionen gleichermaßen effizient sind.
Die Triggerstufe L2 wird auch in den folgenden Jahren einen wertvollen Beitrag zur Untersuchung von J/ψ-Produktion im H1-Experiment leisten.

Ergebnisse zur elastischen J/ψ-Produktion

7

7.1 Berechnung des ep-Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt in der ep-Streuung für elastische J/ψ-Produktion berechnet sich aus

$$\sigma_{ep}^{ela} = \frac{N_{ela}^{corr} \cdot (1 - f_{\psi'})}{\epsilon_{tot}^{\text{eff}} \cdot BR_{ee} \cdot \mathcal{L}^{\text{eff}}}. \tag{7.1}$$

Dabei ist N_{ela}^{corr} die Zahl der elastisch gemessenen Ereignisse (Abschnitt 5.7), korrigiert um den Beitrag von Untergrundereignissen.
Der Faktor $(1 - f_{\psi'})$ berücksichtigt Untergrund aus dem Zerfall $\psi' \to J/\psi +$ neutrale Teilchen. Mit der Annahme, daß keine vertex-angepaßten Spuren oder Energieschauer im SpaCal mit $E > 0.5\,GeV$ durch die neutralen Teilchen im Detektor entstehen, ist das Elastizitätskriterium erfüllt und der Prozeß trägt zum Signal bei. Das ψ' zerfällt mit einem Verhältnis von $BR = (23.2 \pm 2.6)\%$ in $\psi' \to J/\psi +$ neutrale Teilchen [7], wobei $\psi' \to J/\psi + (\pi^0\pi^0 \to 4\gamma)$ mit $BR = (18.1 \pm 2.7)\%$ dominiert. Das Verhältnis des diffraktiven Wirkungsquerschnitts von ψ'– zu J/ψ–Produktion beträgt $0.16 \pm 0.03 \pm 0.04$ [117]. Damit ergibt sich $f_{\psi'} = (4 \pm 2)\%$.
Die totale Effizienz $\epsilon_{tot}^{\text{eff}} = \epsilon_{sel}^{\text{eff}} \cdot \epsilon_{trig}^{\text{eff}}$ umfaßt Selektions- und Triggereffizienz, wobei die Triggereffizienz $\epsilon_{trig}^{\text{eff}}$ eine mittlere Detektortriggereffizienz darstellt (Abschnitt 5.8). Die Größe $\epsilon_{tot}^{\text{eff}}$ wird aus der MC-Simulation bestimmt. Dabei sind in der Simulation Effizienzen der einzelnen Selektionsbedingungen bei Unterschieden zwischen Daten und MC, wie sie in Kapitel 5 bestimmt wurden, auf den Wert der gemessenen Effizienzen in den Daten korrigiert worden.
Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $J/\psi \to ee$ beträgt $BR_{ee} = (6.02 \pm 0.19)\%$ [7]. Der Betrag der effektiven Luminosität $\mathcal{L}^{\text{eff}}$ ist abhängig von der Triggerbedingung der jeweiligen Selektionsklassen (Tab. 5.10).

7.2 Bestimmung des γp-Wirkungsquerschnitts

Der γp-Wirkungsquerschnitt hängt mit dem ep-Wirkungsquerschnitt unter der Näherung eines rein transversalen Flusses über eine Integration der Gl. (2.19) zusammen:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dy \cdot dQ^2 \cdot f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(y, Q^2). \tag{7.2}$$

Dabei ergibt sich die untere Integrationsgrenze in Q^2 aus dem kinematischen Limit der minimalen Photonvirtualität

$$Q^2_{min}(y) = m_e^2 \frac{y^2}{(1-y)}. \tag{7.3}$$

und die obere Integrationsgrenze durch die untere Akzeptanzgrenze des SpaCals bei $1.2\, GeV^2$. Die Integrationsgrenzen in der Inelastizität y sind über $W^2_{\gamma p} = (P_p + q)^2 = m_p^2 + y s_{ep} - Q^2$ (Gl. 2.12) mit den Intervallgrenzen $W^{(min)}_{\gamma p}$ und $W^{(max)}_{\gamma p}$ der Schwerpunktsenergie verknüpft.

Der Wirkungsquerschnitt wird innerhalb der Integrationsgrenzen des i-ten Intervalls $\Delta_i = [W^{(min;i)}_{\gamma p}, W^{(max;i)}_{\gamma p}]$ als unabhängig von $W_{\gamma p}$ betrachtet. Als Wert der Schwerpunktsenergie, an dem der Wirkungsquerschnitt angegeben wird, wird aber nicht die Intervallmitte von Δ_i gewählt, sondern ein *Intervallschwerpunkt* $\langle W_S(\Delta_i)\rangle$, der die Abhängigkeit innerhalb des Intervalls berücksichtigt. Dies wird durch eine Faltung mit dem ep-Wirkungsquerschnitt unter Annahme von $\sigma_{\gamma p}(y, Q^2) \propto W^\delta$ erreicht:

$$\langle W_S(\Delta_i)\rangle = \left(\frac{\int_{y^{(i)}_{min}}^{y^{(i)}_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot W^\delta(y, Q^2) dy dQ^2}{\int_{y^{(i)}_{min}}^{y^{(i)}_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) dy dQ^2} \right)^{1/\delta}. \tag{7.4}$$

Diese Definition des Intervallschwerpunkts ist so gewählt, daß gilt:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma p}(W) &= \sigma_{\gamma p}(\langle W_S(\Delta_i)\rangle) \cdot \left(\frac{W(y, Q^2)}{\langle W_S(\Delta_i)\rangle}\right)^\delta, & (7.5) \\ \sigma_{\gamma p}(\langle W_S(\Delta_i)\rangle) &= \frac{\sigma_{ep}(\Delta_i)}{\phi_{\gamma/e}}, & (7.6) \\ \phi_{\gamma/e} &= \int_{y^{(i)}_{min}}^{y^{(i)}_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) dy dQ^2. & (7.7) \end{aligned}$$

Damit wird $\sigma_{\gamma p}$ genau an der Stelle eines Intervalls angegeben, an dem er dem Quotient aus σ_{ep} und dem Flußfaktor genannten Ausdruck $\phi_{\gamma/e}$ entspricht. Damit wird eine von δ unabhängige Angabe des Werts von $\sigma_{\gamma p}$ realisiert.

Wird in Gl. (7.2) auch der Beitrag longitudinal polarisierter Photonen (Gl. 2.42) und in $\sigma_{\gamma p}$ der Vektormesonpropagatorterm $(\frac{m_V^2}{Q^2+m_V^2})^2$ (Gl. 2.41) berücksichtigt, ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem ep- und dem γp-Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \sigma_{ep}(\Delta_i) = & \int_{y^{(i)}_{min}}^{y^{(i)}_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dy \cdot dQ^2 \left[f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) + f^L_{\gamma/e}(y, Q^2) \frac{Q^2}{m_\psi^2} \right] \cdot \\ & \left(\frac{m_\psi^2}{Q^2 + m_\psi^2} \right)^2 \cdot \sigma_{\gamma p}(\langle W_S(\Delta_i)\rangle) \cdot \left(\frac{W(y, Q^2)}{\langle W_S(\Delta_i)\rangle} \right)^\delta. \end{aligned} \tag{7.8}$$

Der γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}(\langle W_S(\Delta_i)\rangle)$ ist auch mit den Korrekturen bestimmbar, da dieser nicht von Integrationsvariablen abhängt und vor das Integral gezogen werden kann. Der Beitrag von longitudinal polarisierten Photonen im Wirkungsquerschnitt in Gl. (7.8) mit $Q^2_{max} = 1.2\,GeV^2$ ist $< 1\%$ und wird deshalb vernachlässigt.

7.3 Der elastische Wirkungsquerschnitt in $W_{\gamma p}$

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach Gl. (7.1) wird die Bestimmung der korrigierten Ereignisanzahl N^{corr}_{ela}, der Effizienz $\epsilon^{\text{eff}}_{tot}$ und der effektiven Luminosität $\mathcal{L}^{\text{eff}}$ benötigt. Ziel ist die Bestimmung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts in der Schwerpunktsenergie des γp-Systems. Dazu werden die einzelnen Selektionen in Intervalle in $W_{\gamma p}$ unterteilt. Die Wahl von Intervallbreite und Anzahl der Intervalle erfolgte in der Art, daß die Ereignisanzahl in einem Meßintervall mindestens von der Größenordnung $\mathcal{O}(10)$ ist und in den zentralen Intervallen einer Selektion mindestens die Größenordnung $\mathcal{O}(50)$ erreicht. Die Intervalleinteilung ist

- **T-T:** 4 äquidistante Intervalle in $[30 - 150]\ GeV$,
- **T-C:** 4 äquidistante Intervalle in $[120 - 240]\ GeV$,
- **C-C:** 1 Intervall in $[210 - 270]\ GeV$.

Der systematische Fehler über Migration durch Rekonstruktionsfehler kann bei den gewählten Intervallbreiten und einem relativen Fehler in $W_{\gamma p}$ von $(1.0 - 1.6)\%$ (Tab. 5.2) gegenüber anderen Fehlern vernachlässigt werden.

Selektion und Effizienzen Für die Berechnung von N^{corr}_{ela} wird zunächst die in Kap. 5 beschriebene Selektion angewandt und damit die Ereignisanzahl N_{nofw} in einem Intervall bestimmt. Davon wird die erwartete Anzahl von QED-Untergrund-Ereignissen N_{bg} abgezogen. Diese wird über Monte-Carlo-Simulationen (Abs. 5.5.2) bestimmt, die derselben Selektion wie die Daten unterworfen werden. Über $N_{bg} = \epsilon^{\text{eff}}_{tot}(bg) \cdot \sigma_{bg} \cdot \mathcal{L}^{\text{eff}}$ mit σ_{bg} als dem Wirkungsquerschnitt des QED-Untergrundprozesses errechnet sich der auf die Luminosität normierte erwartete Untergrund. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Untergrundsubtraktion wird die Untergrunderwartung im oberen angrenzenden gleichgroßen Nachbarintervall in der invarianten Masse der jeweiligen Selektionsklasse überprüft (Abs. 5.5). Für die C-C–Selektion wird der Untergrund von radiativen QED-Compton-Ereignissen in den Daten unter Verwendung des BDC-Signals abgeschätzt.

Der Trennung von elastischen und proton-dissoziativen Ereignissen erfolgt mit der in Abs. 5.7 diskutierten Methode über ein lineares Gleichungssystem. Da ϵ_{ela} bereits in $\epsilon^{\text{eff}}_{tot}$ berücksichtigt wird, gilt $N^{corr}_{ela} = N_{ela}/\epsilon_{ela}$.

Die Gesamteffizienz $\epsilon^{\text{eff}}_{tot}$ in einem W-Intervall wird über mit DIFFVM generierten Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Sie errechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, die sich nach Selektion und Triggersimulation in einem Intervall befinden, zur Gesamtanzahl der generierten Ereignisse in diesem Intervall. Die Triggereffizienz $\epsilon^{\text{eff}}_{trig}$ wird bezogen zur Selektion berechnet, so daß $\epsilon^{\text{eff}}_{tot} = \epsilon^{\text{eff}}_{sel}\epsilon^{\text{eff}}_{trig}$. Die

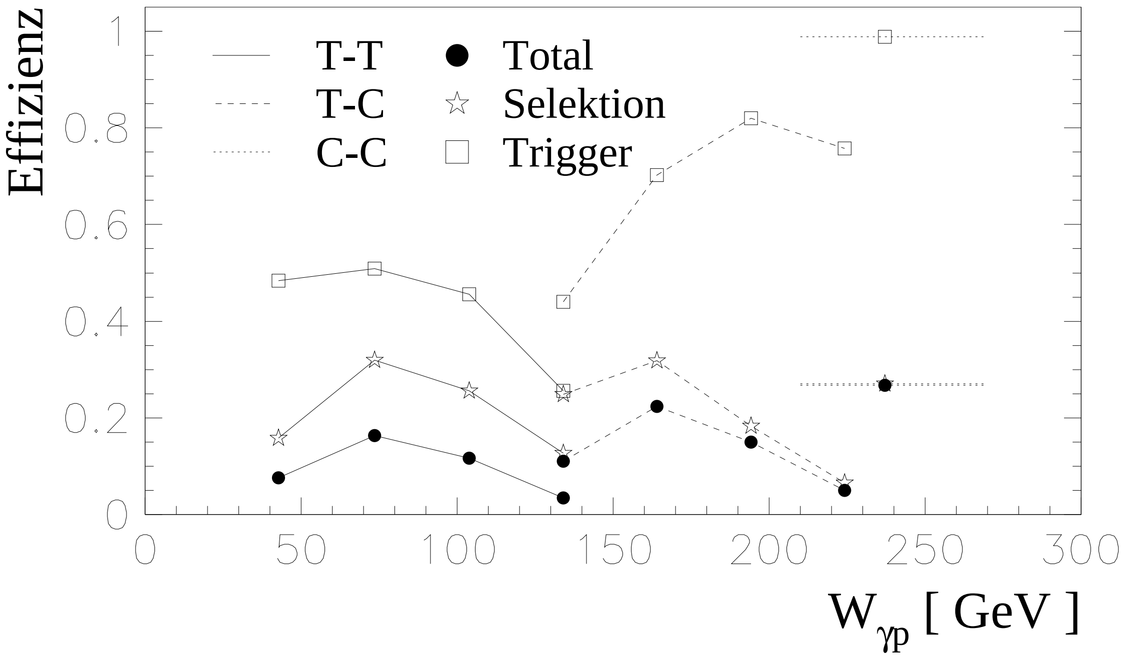

Abbildung 7.1: *Die Effizienzen* ϵ_{tot}^{eff}, ϵ_{sel}^{eff} *und* ϵ_{trig}^{eff} *in allen W-Intervallen. Die Intervallschwerpunkte der T-T– und T-C–Selektion sind jeweils durch Linien verbunden. Die Linie der C-C–Selektion mit nur einem Intervall geht über die Intervallbreite.*

Effizienzen aller Intervalle sind in Abb. 7.1 dargestellt.
Der Verlauf der Selektionseffizienz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ ist bestimmt durch die Polarwinkelschnitte der Selektionsklassen. Deshalb ist in den Randintervallen der verschiedenen Klassen die Selektionseffizienz ϵ_{sel} niedriger. Die Triggereffizienz nimmt mit steigender Schwerpunktsenergie von 48.4% zwischen $(30-60)\,GeV$(T-T) auf 98.8% zwischen $(210-270)GeV$(C-C) zu. Nur im höchsten Intervall der T-T– und T-C–Selektion kommt es zu Absenkungen im Vergleich zum benachbarten niederen Intervall. Diese sind bedingt durch die Verwendung von Proportionalkammertreffern in der Triggerbedingung (s. Abs. 5.4.1).

Der Wirkungsquerschnitt Der ep-Wirkungsquerschnitt wird über Gl. 7.8 in den γp-Wirkungsquerschnitt umgerechnet. Der Intervallschwerpunkt W_S wird mit $\delta = 0.9$ nach Gl. 7.4 berechnet. Dieser ist in allen Intervallen etwas kleiner als die Intervallmitte. Der Abstand zur Intervallmitte beträgt maximal $2.2\,GeV$.
Die systematischen Fehler der einzelnen Multiplikationsfaktoren für den Wirkungsquerschnitt sind in Tab. 7.1 angegeben. Die geringeren Selektionseffizienzen in den Randintervallen führen trotz der Verwendung von $3 \cdot 10^4$ MC-Ereignissen für die Bestimmung der Selektionseffizienz zu statistisch bedingten *relativen* Fehlern ($\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$(sys.) in Tab. 7.1) von bis zu 10% in der Effizienz selbst, die im systematischen Fehler mitberücksichtigt werden. Zu beachten ist, daß BR_{ee}, $(1-f_{\psi'})$ und $\mathcal{L}^{\mathrm{eff}}$ keinen Einfluß

Größe	T-T	T-C	C-C
N_{ela}^{corr}	10.2%	10.2%	15.6%
$\epsilon_{tot}^{\rm eff}$(sys.)	9.0%$^{*)}$	6.7%	3.3%
$\epsilon_{tot}^{\rm eff}$(stat.)	(3.0 – 9.0)%	(3.2 – 10)%	3.3%
$(1-f_{\psi'})$	2%		
BR	3.2%		
$\mathcal{L}^{\rm eff}$	1.5%		
$\phi_{\gamma/e}$	2%		
$\sum$	(14 – 25)%	(13 – 17)%	18%

Tabelle 7.1: *Systematische Fehler für den elastischen Wirkungsquerschnitt.* $^{*)}$ 22% *im Bereich* $W = (120-150)\;GeV$.

auf den relativen Verlauf des Wirkungsquerschnitts haben. Nur N_{ela}^{corr} und $\epsilon_{tot}^{\rm eff}$ und $\phi_{\gamma/e}$ sind keine globalen Faktoren. Auch deren Fehler sind nicht völlig unkorreliert zwischen den verschiedenen Intervallen (Insbesondere der Fehler der Methode der Abtrennung proton-dissoziativer Ereignisse). Auf eine Korrelationsrechnung wird jedoch verzichtet, da der systematische Fehler in seiner Größenordnung den statistischen nicht übersteigt.

Innerhalb eines Intervalls werden die einzelnen systematischen Fehlerbeiträge als unkorreliert betrachtet und quadratisch addiert.

Die elastischen Wirkungsquerschnitte in allen Intervallen sind für die T-T– und T-C–Selektion in Tab. 7.2 und für die C-C–Selektion in Tab. 7.3 aufgeführt. Es werden auch die Fehler, Effizienzen und Flußfaktoren angegeben. Der Verlauf ist in Abb. 7.2 wiedergegeben.

Bewertung der Resultate Im Bereich kleiner Schwerpunktsenergien, $W_{\gamma p} \approx (10-30)\;GeV$, sind in Abb. 7.2b die Ergebnisse der Fixed-Target-Experimente E401, E516 und E687 dargestellt [129–131]. Dargestellt sind ebenfalls frühere Datenpunkte des H1-Experimentes, die die beiden Lepton-Kanäle $J/\psi \to ee, \mu\mu$ in der T-T–Selektion in den Jahren 94 und 95 kombinieren [102], sowie die Meßpunkte des ZEUS-Experimentes [13].

Die Ergebnisse dieser Analyse (gefüllte Punkte) zeigen einen deutlichen Anstieg des Wirkungsquerschnitts in $W_{\gamma p}$, der sich bereits in den bisherigen Analysen von H1 und ZEUS sowie den Experimenten mit festem Target angedeutet hat.

Die ersten drei Datenpunkte der T-T–Selektion sind in guter Übereinstimmung mit den H1- und ZEUS-Daten, wobei die ZEUS-Daten systematisch etwas tiefer liegen. Der Unterschied im vierten Meßpunkts zwischen $(120-150)\;GeV$ in [102] mit dieser Messung beruht u.a. auf einer unterschiedlich ermittelten Triggereffizienz. Die in

Typ	**T-T**			
$W[GeV]$	30-60	60-90	90-120	120-150
N_{nofw}	45	79	42	15
N_{bg}	5.3	9.0	2.5	0.3
N_{ela}^{corr}	$36.8 \pm 6.7 \pm 3.8$	$65.0 \pm 8.9 \pm 6.6$	$36.9 \pm 6.5 \pm 3.8$	$14.2 \pm 3.9 \pm 1.5$
$\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$	0.076 ± 0.003	0.164 ± 0.005	0.117 ± 0.005	0.034 ± 0.003
$\epsilon_{sel}^{\mathrm{eff}}$	0.158 ± 0.005	0.320 ± 0.007	0.256 ± 0.007	0.127 ± 0.006
$\epsilon_{trig}^{\mathrm{eff}}$	0.484 ± 0.016	0.509 ± 0.013	0.456 ± 0.017	0.259 ± 0.023
$W_S[GeV]$	42.8	73.6	103.9	134.0
$\sigma_{ep}^{ela}[nb]$	$2.6 \pm 0.4 \pm 0.4$	$2.1 \pm 0.3 \pm 0.3$	$1.7 \pm 0.3 \pm 0.3$	$2.2 \pm 0.5 \pm 0.6$
$\phi_{\gamma/e}$	0.0695	0.0351	0.02175	0.01467
$\sigma_{\gamma p}^{ela}[nb]$	$37.0 \pm 5.8 \pm 5.9$	$59.5 \pm 7.1 \pm 9.5$	$76.2 \pm 11.7 \pm 12.2$	$147 \pm 36 \pm 40$

Typ	**T-C**			
$W[GeV]$	120-150	150-180	180-210	210-240
N_{nofw}	36	70	40	14
N_{bg}	5.8	10.3	6.8	2.2
N_{ela}^{corr}	$28.9 \pm 5.9 \pm 3.0$	$57.1 \pm 8.3 \pm 5.8$	$31.9 \pm 6.2 \pm 3.3$	$11.1 \pm 3.7 \pm 1.1$
$\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$	0.110 ± 0.006	0.224 ± 0.009	0.150 ± 0.009	0.050 ± 0.006
$\epsilon_{sel}^{\mathrm{eff}}$	0.249 ± 0.008	0.319 ± 0.010	0.183 ± 0.009	0.066 ± 0.007
$\epsilon_{trig}^{\mathrm{eff}}$	0.440 ± 0.020	0.702 ± 0.018	0.820 ± 0.022	0.758 ± 0.045
$W_S[GeV]$	134.0	164.1	194.2	224.3
$\sigma_{ep}^{ela}[nb]$	$1.4 \pm 0.3 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.2 \pm 0.2$	$1.1 \pm 0.2 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.4 \pm 0.2$
$\phi_{\gamma/e}$	0.01467	0.01032	0.00745	0.00550
$\sigma_{\gamma p}^{ela}[nb]$	$96 \pm 19 \pm 14$	$132 \pm 18 \pm 19$	$153 \pm 28 \pm 23$	$214 \pm 67 \pm 38$

Tabelle 7.2: **Der Elastische Wirkungsquerschnitt in der T-T– und T-C–Selektion:** *Aufgeführt sind zunächst Anzahl der elastisch selektierten Ereignisse* N_{nofw}*, der erwartete Untergrund* N_{bg} *und die korrigierte Anzahl elastischer Ereignisse* N_{ela}^{corr}*. Danach folgt die Effizienz, Selektionseffizienz und Triggereffizienz. Der Wirkungsquerschnitt wird am Intervallschwerpunkt* $\langle W_S \rangle$ *aus Gl. (7.4) angegeben. ep– und* γp*-Wirkungsquerschnitt hängen über den Flußfaktor* $\phi_{\gamma/e}$ *zusammen. Falls angegeben, ist der erste Fehler der statistische und der zweite der systematische Fehler der jeweiligen Größe.*

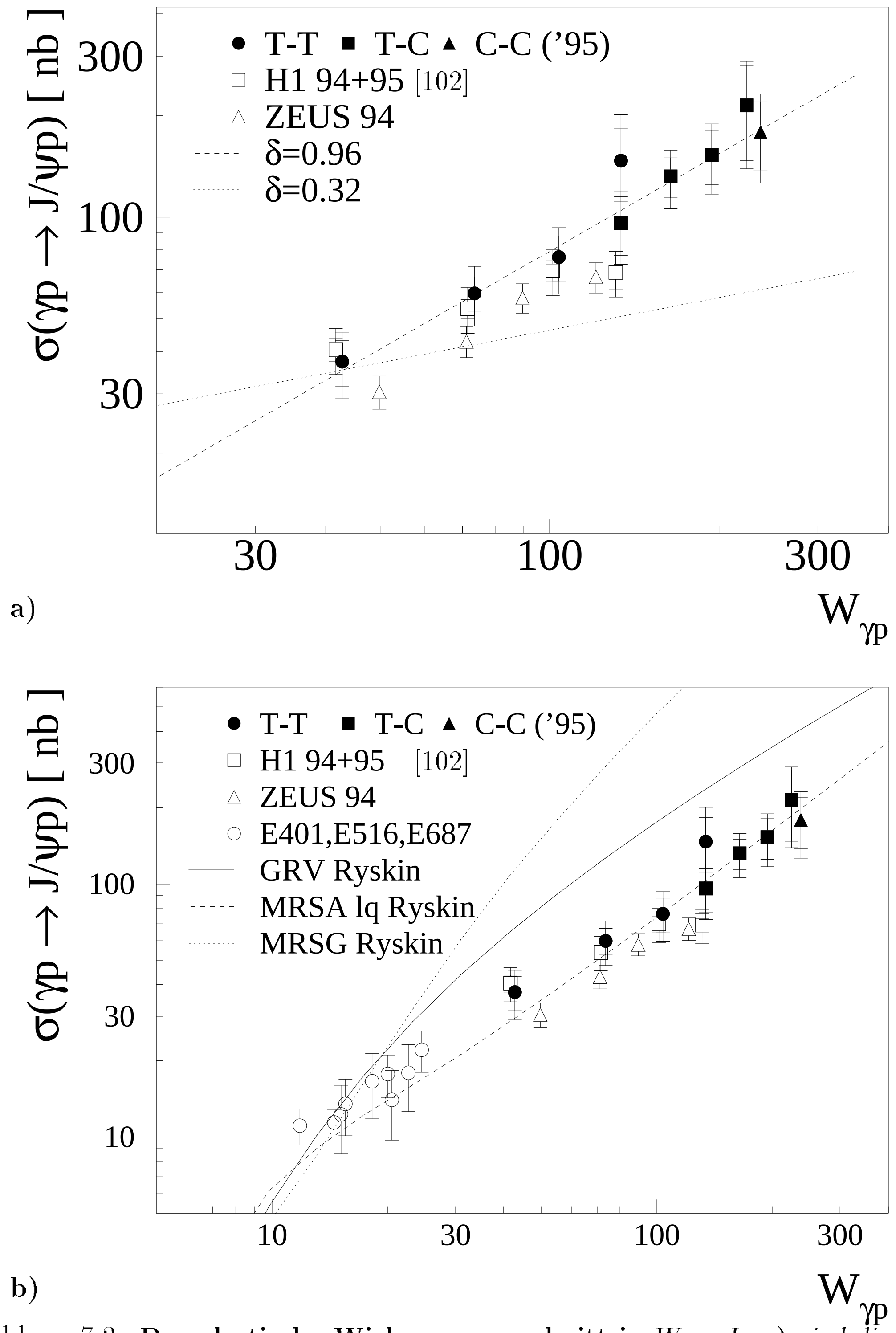

Abbildung 7.2: **Der elastische Wirkungsquerschnitt in** $W_{\gamma p}$. *In* **a)** *sind die Meßpunkte dieser Analyse (gefüllt) zusammen mit veröffentlichten H1- [102] und ZEUS-Daten [13] dargestellt. Die Fehlerbalken repräsentieren den stat. Fehler und und den Gesamtfehler aus sys. und stat. Fehler. Die Kurve* $\propto W^{\delta}$ *mit* $\delta = 0.96$ *ist eine* χ^2*-Anpassung dieser Messung. Die Kurve mit* $\delta = 0.32$ *wurde auf den ersten Meßpunkt normiert. In* **b)** *werden dieselben Meßpunkte mit Fixed-Target-Experimenten [129–131] und von Strukturfunktionen abhängigen Vorhersagen des Ryskin-Modells verglichen (s. Abs. 7.4). Für die Daten der Fixed-Target-Experimente ist nur der Gesamtfehler angegeben.*

Typ	**C-C**
$W[GeV]$	210-270
N_{nofw}	45
N_{bg}	13.0
N_{ela}^{corr}	$30.0 \pm 6.7 \pm 4.6$
$\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$	0.268 ± 0.009
$\epsilon_{sel}^{\mathrm{eff}}$	0.271 ± 0.009
$\epsilon_{trig}^{\mathrm{eff}}$	0.988 ± 0.01
$\langle W_S \rangle [GeV]$	237.2
$\sigma_{ep}^{ela}[nb]$	$1.7 \pm 0.4 \pm 0.3$
$\phi_{\gamma/e}$	0.00965
$\sigma_{\gamma p}^{ela}[nb]$	$179 \pm 41 \pm 33$

Tabelle 7.3: *Elastischer Wirkungsquerschnitt für die C-C–Selektion: Erläuterungen siehe Tabelle 7.2.*

[102] verwendete Simulation benutzt eine um 5cm verschobene zVertex-Verteilung [132], die die Ursache für diesen Unterschied darstellt (Abs. 5.4.1). Die Statistik dieser Messung ist jedoch geringer, da der Kanal $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ in $W_{\gamma p} = (120 - 150)\ GeV$ in 1994/95 höhere Triggereffizienzen aufweist. Für die neuen Meßpunkte der T-C– und C-C–Selektion gibt es keine Vergleichsmöglichkeit.

In der doppelt-logarithmischen Skalierung in Abb. 7.2 erkennt man einen näherungsweise linearen Verlauf der Meßpunkte. Das rechtfertigt eine Anpassung mit einem einfachen Potenzgesetz: $\sigma_{\gamma p} = A * (W/[GeV])^{\delta}$.

Eine χ^2-Anpassung an die neun Punkte dieser Messung führt zu einem Exponenten $\delta = 0.96 \pm 0.13$ ($\chi^2 = 0.34/n.d.f.$). Dabei sind statistischer und systematischer Fehler zusammengefaßt. Die Einbeziehung aller 28 Meßpunkte in Abb. 7.2b ergibt einen Exponenten von $\delta = 0.88 \pm 0.04$ ($\chi^2 = 0.97/n.d.f.$).

Im Donnachie-Landshoff-Modell (Abs. 2.6.2) wird für $t = 0$ ein Anstieg mit $\delta = 0.32$ vorausgesagt. Unter Berücksichtigung einer Integration in t (Gl. 2.34) ergibt sich eine effektive Steigung von $\delta = 0.22$. Dies ist sowohl mit der Messung dieser Arbeit als auch mit der Kombination aller Messungen unverträglich.

Die Abb. 7.2b zeigt, daß das QCD-orientierte Ryskin-Modell (Abs. 2.6.4), von Strukturfunktionen abhängig, den stärkeren Anstieg des Wirkungsquerschnitts in $W_{\gamma p}$ mit dem Anstieg der Gluondichte des Protons zu kleineren relativen Impulsanteilen x hin erklären kann. Dabei ist zu beachten, wie im nächsten Abschnitt näher erläutert, daß die absoluten Werte der Vorhersagen aus den Parametrisierungen mit Unsicherheiten von größer als 30% weniger aussagekräftig sind, als der Verlauf des Anstiegs. So kann die GRV(Ryskin)-Kurve [133] nicht als von den Datenpunkten ausgeschlossen betrachtet werden. Der nächste Abschnitt befaßt sich mit dem im Ryskin-Modell hergestellten Zusammenhang von Gluondichte und Wirkungsquerschnitt.

7.4 Die Gluondichte des Protons im Ryskin-Modell

Im Ryskin-Modell ist der diffraktive elastische Wirkungsquerschnitt unmittelbar mit der Gluondichte im Proton verknüpft (Abs. 2.6.4). Die Skala $\bar{Q}^2$ der Gluondichte $xg(x, \bar{Q}^2)$ ist für Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 \approx 0$ durch die J/ψ-Masse auf $\bar{Q}^2 \approx m^2_{J/\psi}/4 = 2.4 GeV^2$ fixiert (s. Gl. (2.45)). Die Größe x hängt über $x = 4\bar{Q}^2/{W_{\gamma p}}^2$ mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ zusammen. Damit ist die x-Abhängigkeit der Gluondichte ableitbar aus den Ergebnissen in Abschnitt 7.3.
In Gleichung (2.46) ist der Wirkungsquerschnitt für t=0 angegeben. Durch Integration kann dieser mit dem totalen Wirkungsquerschnitt verknüpft werden:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to J/\psi + p)\bigg|_{t=0} = b \cdot \sigma(\gamma p \to J/\psi + p). \tag{7.9}$$

Als Steigungsparameter b wird das experimentelle Ergebnis $b = 4.1 GeV^{-2}$ verwendet [102]. Damit ergibt sich die Gluondichte nach dem Ryskin-Modell

$$xg(x, \bar{Q}^2) = \sqrt{\frac{12\alpha\bar{Q}^6}{\Gamma_{\ell\ell} m_{J/\psi} \pi^3 \alpha_s^2} \cdot b \cdot \sigma(\gamma^* p \to J/\psi + p)}, \tag{7.10}$$

wobei $\alpha_s(\bar{Q}^2) = 0.30$ verwendet wird [11].
Das Ergebnis dieser Analyse, anderer H1 und ZEUS Messungen, sowie früherer Fixed-Target-Experimenten ist in Abb. 7.3 dargestellt. Es wird ungefähr ein Bereich von $x = 10^{-1} \ldots 10^{-4}$ abgedeckt. Die angegebene Gluondichte berücksichtigt nur die führende Ordnung.
Die Daten werden verglichen mit Gluondichten verschiedener Parametrisierungen von Partondichten im Proton bei $\bar{Q}^2 = 2.4\, GeV^2$. Zu beachten ist, daß die Normalisierung mit großen Unsicherheiten ($> 30\%$) behaftet ist. Deshalb ist die Betrachtung der Form des Verlaufs aussagekräftiger als die absolute Skalierung [11]. Unsicherheiten im Verlauf sind auch durch eine nicht berücksichtigte mögliche geringe $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des b-Parameters gegeben (Shrinkage).
Die dargestellten Parametrisierungen sind bis auf MRSG [134] neuere Entwicklungen, die insbesondere in der Lage sind, Protonstrukturfunktionen [112] bis hinab zu $Q^2 \approx 1\, GeV^2$ zu beschreiben. Die Skala $\bar{Q}^2 = 2.4\, GeV^2$ liegt bereits im kritischen perturbativ-zu-nicht-perturbativen Übergangsbereich. Dort müssen Entwicklungen um Terme mit höherem Twist erweitert werden, um HERA-Daten(F_2) bei $Q^2 < 5 GeV^2$ beschreiben zu können. CTEQ4LQ stellt eine Extrapolation von Twist-Zwei QCD-Physik in den Bereich niedriger Q^2 dar [135], MRSALQ benutzt *effektive* Partondichten zur Beschreibung von Beiträgen mit höherem Twist [136]. Obwohl keine höheren Twistterme berücksichtigt werden, ist der Startpunkt für die GRV-Entwicklung mit $Q^2 \sim 0.4\, GeV^2 \ll \bar{Q}^2$ [133]. MRSG ist eine rückwärtsentwickelte

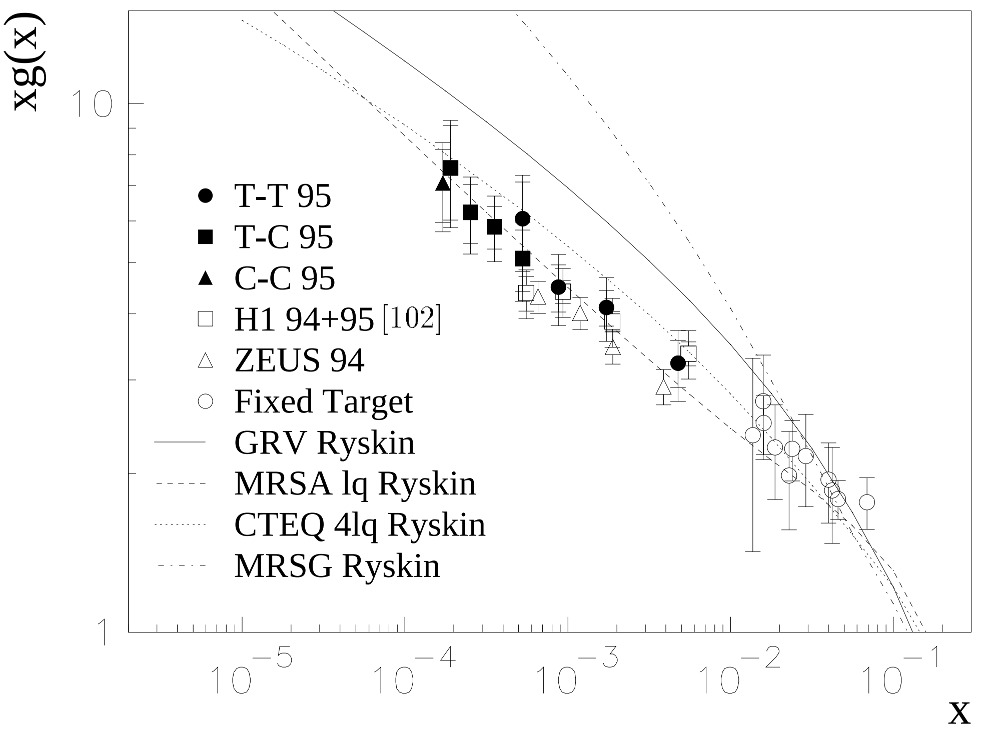

Abbildung 7.3: *Die Gluondichte $xg(x)$ des Protons im Ryskin-Modell. Die Linien sind Parametrisierungen von Strukturfunktionen. Die Punkte dieser Analyse sind gefüllt, die früherer Analysen hohl dargestellt. Fehlerbalken stellen den statistischen sowie den gesamten Fehler dar.*

Strukturfunktion [134].
Die Daten lassen sich über eine Anpassung der Form $xg(x) \propto x^{-\lambda}$ mit den Modellen vergleichen. Es ergibt sich:

- $\lambda = 0.24 \pm 0.04$ (diese Analyse),
- $\lambda = 0.19 \pm 0.02$ (diese Analyse und alle HERA-Daten),
- $\lambda = 0.23$(CTEQ4LQ), 0.29(MRSALQ), 0.24(GRV) und 0.35(MRSG),

wobei nur die statistischen Fehler angegeben sind. Mit Ausnahme von MRSG sind die Daten verträglich mit den angegebenen Strukturfunktionen.

7.5 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$

Ein wesentliches Merkmal diffraktiver Streuung ist der exponentielle Abfall des Wirkungsquerschnitts mit $\exp(-b|t|)$ mit dem Protonimpulsübertrag t. In der Näherung $Q^2 \to 0$ gilt $t \approx -p_t^2$ (Gl. 2.17). Mit dem Ansatz

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \propto \exp(-bp_t^2) \tag{7.11}$$

kann eine Abschätzung des Parameters b gewonnen werden. Da das Donnachie-Landshoff-Modell eine schwache Abhängigkeit des Steigungsparameters b von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$

$$b = b_0(W_0) + 2\alpha' \ln \frac{{W_{\gamma p}}^2}{W_0^2} \tag{7.12}$$

vorhersagt, ist es zweckmäßig, b für verschiedene Bereiche in der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ getrennt auszurechnen.
Für die exponentielle Verteilungsfunktion aus (7.11) beträgt der Erwartungswert von p_t^2 genau $1/b$. Damit ergibt sich eine Schätzung für b aus dem Erwartungswert von p_t^2 mit $b = (\sum_i^N p_t^2/N)^{-1}$ und einem Fehler von $\Delta b = b/\sqrt{N}$.

Korrekturen Dieser einfache Ansatz kann für die vorliegenden experimentellen Bedingungen verbessert werden. Für eine exponentielle Verteilung tragen die seltenen Ereignisse mit höheren Werten in p_t^2 überproportional zur Summe $\sum_i^N p_t^2$ bei. Zum einen ist die Näherung eines exponentielles Abfalls nur im Limit $p_t^2 \to 0$ sinnvoll (Gl. 2.22), zum anderen zeigt sich im folgenden, daß im Bereich $p_t^2 \gtrsim 1 GeV^2$ Beiträge durch proton-dissoziative Ereignisse und Ereignisse mit $Q^2 > 0.1\, GeV^2$ in derselben Größenordnung wie der erwartete Beitrag elastischer Ereignisse mit $Q^2 < 0.1\, GeV^2$ liegt. Deshalb ist es sinnvoll eine Grenze $p_{t;max}^2$ zu definieren, oberhalb der Ereignisse nicht mehr berücksichtigt werden. Es wurde $p_{t;max}^2 = 1\, GeV^2$ gewählt.
Wie für den Wirkungsquerschnitt wird über die Simulation intervallweise die Selektionseffizienz $\epsilon_{tot}^{\text{eff}}$ und der Untergrund N_{bg} bestimmt. Dem exponentiellen Abfall entsprechend wurde für die Bestimmung des b-Parameters eine logarithmische Einteilung gewählt. Bei der Untergrundsubtraktion über die Simulation zeigt sich, daß der QED-Untergrund und der proton-dissoziative Untergrund eine andere p_t^2-Abhängigkeit besitzen. QED-Untergrund hat eine wesentlich steilere p_t^2-Verteilung als elastische J/ψ-Produktion und trägt nur verschwindend zu $\sum_i^N p_t^2$ bei. Eine Bestimmung des Untergrundes aus dem invarianten Massenspektrum wie in Abs. 7.3 wurde ebenfalls durchgeführt, und stimmt im Rahmen der Fehler mit der Simulation überein.
Proton-dissoziative Ereignisse haben eine deutlich flachere p_t^2-Verteilung (Gl. 2.44). Jedoch führt eine Zunahme in $|t| \approx p_t^2$ zu einer erhöhten Ansprechwahrscheinlichkeit der Vorwärtsdetektoren und damit zu einem geringeren relativen Anteil an proton-dissoziativem Untergrund. Im Ergebnis bleibt der Korrekturfaktor für proton-dissoziativen Untergrund

$$\epsilon_{diss} = N_{ela}^{corr} / N'_{nofw} \tag{7.13}$$

mit $N'_{nofw} = N_{nofw} - N_{bg}$ im Bereich $p_t^2 < 1\, GeV^2$ nahezu konstant. N_{ela}^{corr} wird wie für den totalen Wirkungsquerschnitt mit dem in Abs. 5.7 beschriebenen Verfahren aus der Anzahl der Ereignisse ohne (N_{nofw}) und mit (N_{fw}) Vorwärtssignal bestimmt. ϵ_{diss} und der Korrekturfaktor für nicht-resonanten Untergrund

$$\epsilon_{bg} = N'_{nofw}/N_{nofw} \tag{7.14}$$

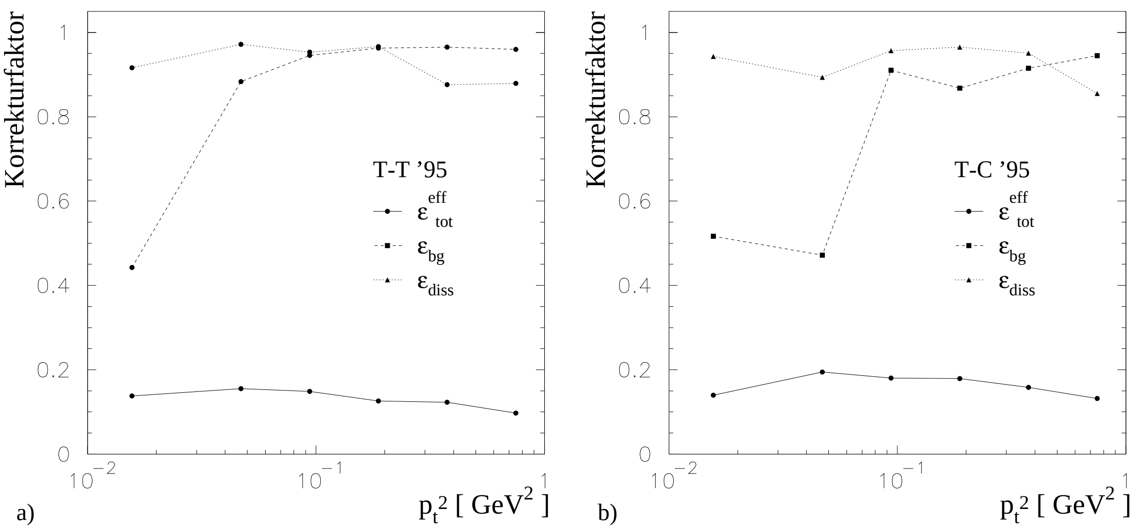

Abbildung 7.4: *Die Korrekturfaktoren die auf die gemessene Verteilung angewendet werden, um den b-Parameter zu bestimmen. Zu beachten ist, daß die Untergrundsubtraktionsfaktoren* ϵ_{diss} *und* ϵ_{bg} *multiplikativ wirken, während durch* ϵ_{tot}^{eff} *dividiert wird. Dargestellt sind die Korrekturfaktoren für die T-T–Selektion in* **a)** *und für die T-C–Selektion in* **b)**.

sind in Abb. 7.4 in logarithmischer Skala für die T-T– und T-C–Selektion dargestellt. ϵ_{bg} führt nur bei kleinen Werten von p_t^2 zu wesentlichen Korrekturen. Desgleichen ist auch die Gesamteffizienz $\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$ (s. Abs. 7.1) im Diagramm dargestellt.
Dabei wurde der $W_{\gamma p}$-Bereich in der T-T-Selektion auf $(30-150)\ GeV$ und $(120-240)\ GeV$ eingeschränkt. Es ist zu erkennen, daß die Abhängigkeit von $\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$ mit p_t^2 nicht sehr ausgeprägt ist. Bedingt durch die Verwendung einer topologischen Triggerbedingung (S54) nimmt die Triggereffizienz mit zunehmendem p_t^2 ab und erklärt das Abfallen von $\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$ in der T-T–Selektion.
In der C-C–Selektion führt eine Abschätzung des Fehlers durch die geringe Statistik und die Ungewißheiten in der Untergrundsubtraktion und einer schlechten Rekonstruktion von p_t^2 zu Werten von etwa 50%. Auf eine Darstellung dieser Selektion wurde deshalb in diesem Abschnitt verzichtet.

γp-Wirkungsquerschnitt Der differentielle γp-Wirkungsquerschnitt berechnet nach Gl. (7.1) für eine äquidistante Intervalleinteilung von $0.25\,GeV$ ist in Abb. 7.5 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist für einen W-Bereich von $(30-150)\,GeV$ in der T-T– und für $(120-240)\ GeV$ in der T-C–Selektion angegeben. Eingezeichnet sind die statistischen Fehler. Die systematischen Fehler ergeben sich in gleicher Weise wie für den elastischen Wirkungsquerschnitt in $W_{\gamma p}$ (Vgl. Tab. 7.1). Dies führt zu einem sys. Fehler von 16% für die T-T– und 15% für die T-C–Selektion. Zum Vergleich ist jeweils eine Anpassungsfunktion $\frac{\sigma_{tot}}{b}\exp(-bp_t^2)$ eingezeichnet. σ_{tot} ist dabei der über p_t^2 integrierte Wirkungsquerschnitt. Die Bestimmung der Werte von b ist Gegenstand des folgenden Abschnitts.

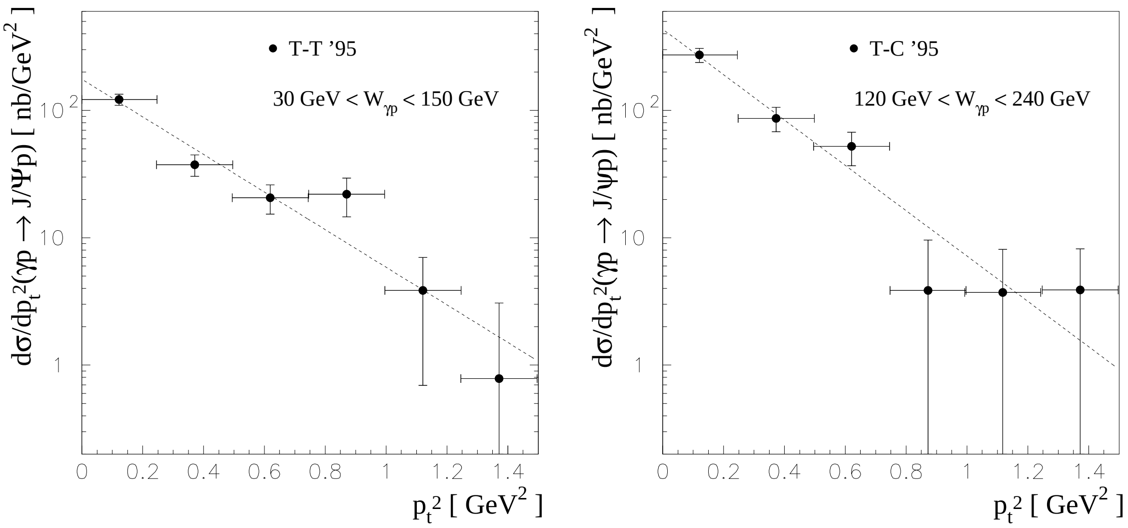

Abbildung 7.5: *Der differentielle γp-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t^2 im Bereich $W = (30-150)$GeV aus der T-T–Selektion (links), sowie im Bereich $W = (120-240)$GeV aus der T-C–Selektion (rechts). Zum Vergleich sind durch eine Maximum-Likelihood-Methode bestimmte Anpassungskurven $\propto \exp(-bp_t^2)$ eingezeichnet. Vollständigkeitshalber seien auch die Flußfaktoren angegeben: $\phi_{\gamma/e} = 0.141$ für $W = (30-150)$ GeV und $\phi_{\gamma/e} = 0.0384$ für $W = (120-240)$ GeV.*

Bestimmung des Steigungsparameters Um die im Abschnitt *Korrekturen* genannten Verbesserungen zu berücksichtigen, kann b nicht mehr einfach aus dem Erwartungswert von p_t^2 bestimmt werden. Die bestmögliche Schätzung unter Berücksichtigung der Korrekturen erfordert den Übergang zur Maximum-Likelihood-Methode. Untergrund- und Effizienzkorrektur lassen sich zu einem Gewichtsfaktor

$$\omega_i = \epsilon_{diss;i} \cdot \epsilon_{bg;i} / \epsilon_{tot;i}^{\text{eff}} \tag{7.15}$$

zusammenfassen. Dabei geht der Index i über alle selektierten Ereignisse und wird abhängig von $p_{t;i}^2$ über die in Abb. 7.4 dargestellten Korrekturfaktoren berechnet. Die Maximierung der Log-Likelihood-Funktion

$$L = \sum_i \omega_i \ln\left(\frac{b\exp(-bp_{t;i}^2)}{1-\exp(-bp_{t;max}^2)}\right) \tag{7.16}$$

in Abhängigkeit von b über die numerische Berechnung der Nullstelle der Ableitung liefert dann den Schätzwert des Steigungsparameters b. Unter den Bedingungen $\omega_i = 1$ und $p_{t;max}^2 \to \infty$ führt die Maximum-Likelihood-Methode auf die Berechnung aus dem Erwartungswert. Der statistische Fehler ist deshalb näherungsweise immer noch durch $\delta b = b/\sqrt{N}$ gegeben. Sein relativer Wert wird durch die Gewichtung um weniger als 10% vergrößert. Die berechneten Steigungsparameter b, sowie das mittlere $\langle W \rangle$ der Selektionen und die Schätzung ohne Benutzung von Gewichtsfaktoren sind in Tab. 7.4 aufgeführt. Der systematische Fehler ist dominiert

Selektion	**T-T**	**T-C**
$\langle W \rangle$	78 ± 2	172 ± 2
N_{ela}	157	153
$b(\omega_i = 1)\ [GeV^{-2}]$	4.1 ± 0.3	5.1 ± 0.4
$b\ [GeV^{-2}]$	$3.4 \pm 0.3 \pm 0.5$	$4.1 \pm 0.4 \pm 0.6$

Tabelle 7.4: *Der b-Parameter des p_t^2-Spektrums in der T-T- und T-C–Selektion. $b(\omega_i = 1)$ ist der Wert ohne Gewichtung.*

von Unsicherheiten bei der Untergrundsubtraktion im Bereich hoher p_t^2. Dies zeigt sich auch durch Variation von $p_{t;max}^2$ im Bereich $(0.7 - 1.4)\ GeV^2$, die zu größeren Schwankungen führt, als durch statistische Fluktuationen erwartet wird. Er wird zu insgesamt 15% abgeschätzt. In der T-T–Selektion bewirkt die Überhöhung an Ereignissen im Bereich $(0.75 - 1)\ GeV^2$, daß eine Variation der Abschneidegrenze $p_{t;max}^2$ nach beiden Richtungen zu größeren Werten von b führt. Diese Überhöhung ist aber noch verträglich mit einer statistischen Fluktuation und wird deshalb nicht als ein unsymmetrischer systematischer Fehler betrachtet.

Die Gewichtung führt in beiden Schwerpunktsbereichen zu einer Korrektur zu kleineren Werten für b um etwa 25%, wobei der dominierende Korrekturbeitrag aus der Subtraktion des QED-Untergrunds kommt.

Bewertung In den vorhergehenden Abschnitten wurde der b-Parameter aus der experimentellen Verteilung von p_t^2 im Laborsystem bestimmt. Theoretische Aussagen beziehen sich im allgemeinen aber auf den Impulsübertrag t am Proton-Vertex und der Bedingung $Q^2 = 0$ mit dem Ansatz $d\sigma/dt \propto exp(-b_t t)$.

Zwei Faktoren führen zu Unterschieden zwischen den Parametern b_t und dem gemessenen b:

- statt $Q^2 = 0$ gilt für die Selektion $Q^2 \lesssim 1.2\,GeV^2$. Das führt zu einer nicht vernachlässigbaren Abflachung des p_t^2-Spektrums. Während in der Simulation der Anteil von Ereignissen mit $Q^2 > 0.1\,GeV^2$ im Bereich $p_t^2 < 0.1\,GeV^2$ nur 6% beträgt, sind es im Bereich $0.75\ GeV^2 < p_t^2 < 1.0\ GeV^2$ bereits 46%. Aus der Simulation wird ein Korrekturfaktor F in Abhängigkeit vom Abschneideparameter $p_{t;max}^2$ bestimmt mit $b_t = F \cdot b$. Es ist $F(p_{t;max}^2 = 1.0\,GeV^2) = 1.10 \pm 0.03$ für die T-T–Selektion und $F(p_{t;max}^2 = 1.0\ GeV^2) = 1.13 \pm 0.03$ für die T-C-Selektion.

- Der Meßfehler für t durch die Bestimmung über das gemessene p_t^2 im Laborsystem trägt ebenfalls zu einer Abflachung des p_t^2-Spektrums bei. In der Simulation wurde eine Absenkung von b von $(3 \pm 1)\%$ in der T-T– und $(5 \pm 1)\%$ in der T-C–Selektion für $p_{t;max}^2 = 1.0\ GeV^2$ bestimmt.

Die Anwendung dieser Korrekturen führt zu folgenden Werten für b_t:

- $b_t(T-T;\langle W\rangle = 77\,GeV) \quad = \quad 3.8 \pm 0.3 \pm 0.6\,GeV^{-2}$
- $b_t(T-C;\langle W\rangle = 172\,GeV) \quad = \quad 4.8 \pm 0.4 \pm 0.6\,GeV^{-2}$

Die beiden Werte sind etwa 1.5 Standardabweichungen voneinander entfernt. Allein aus dieser Analyse läßt sich deshalb noch nicht auf ein Ansteigen des b-Parameters mit $W_{\gamma p}$ schließen. Der dynamische Bereich der T-T–Selektion ist mit $W_{\gamma p} = (30 - 150)\,GeV$ relativ groß, eine Unterteilung in zwei Hälften bei $W_{\gamma p} = 75\,GeV$ zeigt innerhalb der statistischen Fehler keine signifikanten Abweichungen von dem angegebenen b-Parameter in den beiden Hälften.

Vergleich mit anderen Analysen Eine H1-Arbeit [102], die diese Kombination für 1994 und 1995 durchführt, gibt $b(30 < W < 150 GeV) = 4.1 \pm 0.2 \pm 0.2 \pm 0.4 GeV^{-2}$ an, die Korrektur für b_t wird mit +10% angegeben. Im Vergleich ist der Wert des Parameters $b(T-T; \bar{W} = 77\,GeV) = 3.4\,GeV^{-2}$ dieser Analyse um $0.7\,GeV^{-2}$ niedriger. Aus der Kombination des myonischen und elektronischen Kanals in 1993 und 1994 gibt die ZEUS-Kollaboration $b(40 < W < 140\,GeV) = 4.3 \pm 0.4^{+0.4}_{-0.6}\,GeV^{-2}$ und $b_t(40 < W < 140\,GeV) = 4.6 \pm 0.4^{+0.4}_{-0.6}\,GeV$ an [13].

Eine Anpassung mit $p^2_{t;max} = 0.75\,GeV^2$ führt für die T-T–Selektion dieser Arbeit zu $b = 4.3 \pm 0.4 \pm 0.6\,GeV^{-2}$. Der Unterschied zum Wert mit $p^2_{t;max} = 1.0\,GeV^2$ ist durch eine Überhöhung an beobachteten Ereignissen im Bereich $p_t^2 > 0.75\,GeV^2$ verursacht. Im Rahmen der Fehler sind alle HERA-Daten in sich konsistent.

Bei Experimenten mit festem Target im Bereich $W = (14 - 25)\,GeV$ wurden b-Parameter bestimmt, die zwischen $(2.5 - 5.9)\,GeV^{-2}$ variieren. Unterschiedliche Anpassungsfunktionen, sowie unterschiedliche Elastizitätsdefinitionen erschweren hier einen Vergleich, weshalb an dieser Stelle darauf verzichtet wird.

7.6 Proton-dissoziativer Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt proton-dissoziativer , d.h. diffraktiv inelastischer, J/ψ-Ereignisse kann aus dem Gleichungssystem (5.9) über die Anzahl der Ereignisse mit einem Vorwärtssignal N_{fw} im H1 Detektor bestimmt werden. Es werden die Selektionskriterien aus Tab. 5.12 und die Intervalleinteilungen aus Abs. 7.3 verwendet. Dabei werden die Selektions- und Triggereffizienzen mit denselben Methoden bestimmt, wie für den elastischen Wirkungsquerschnitt. Die Gesamteffizienzen sind $(20 - 30)\%$ geringer. Das liegt u.a. an im Vorwärtsbereich auftretenden Spuren mit $\theta > 10^0$, die zur Verletzung der Elastizitätsbedingung führen, außer für die zwei identifizierten Elektronen keine weiteren Spuren mit $\theta > 10^0$ zu finden. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Forderung einer Rapiditätslücke zwischen $\eta = 2.4$ und den detektierten Zerfallselektronen. Dies führt insbesondere zu einem steilen Abfall in der Selektionseffizienz für Werte der Inelastizität $z < 1$, wie sie für die Simulation in Abb. 7.6b dargestellt ist. Die z-Verteilung der Simulation zeigt, daß 89% der proton-dissoziativen Ereignisse mit einer Inelastizität $z > 0.95$ produziert werden. Diese Bedingung schließt nicht-diffraktiv produzierte inelastische J/ψ's weitgehend aus (vgl. [12]). Der verbleibende Anteil ist wegen des gleichartigen Endzustands und

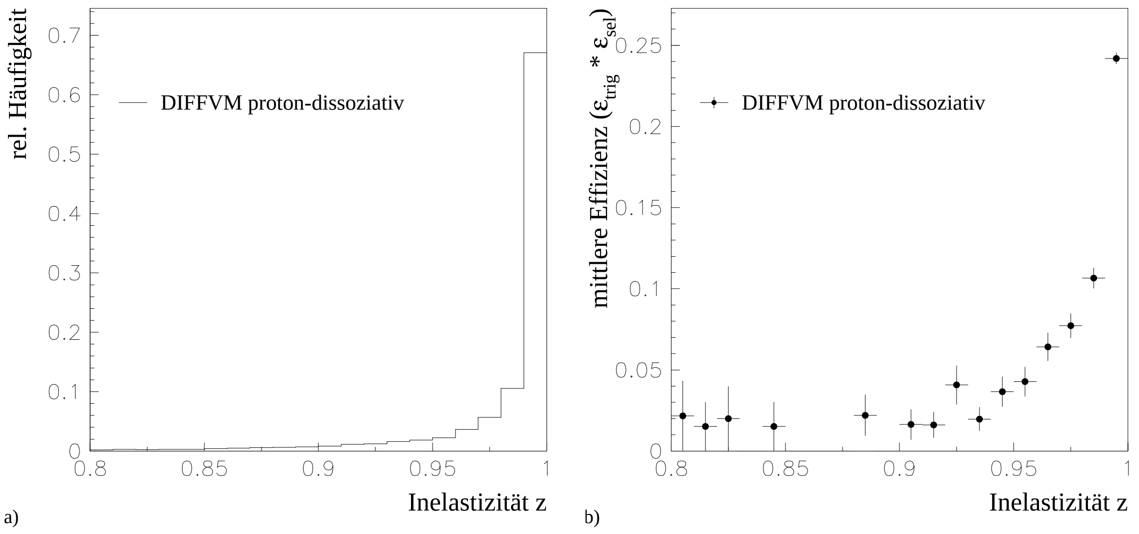

Abbildung 7.6: **a)** *Die z-Verteilung der proton-dissoziativen Ereignisse in der Simulation.* **b)** *Mittlere Selektionseffizienz in Abhängigkeit von der Inelastizität. Für diese Darstellung wurden die T-T–, T-C– und C-C–Selektion zusammengefaßt.*

der fehlenden Rekonstruktionsmöglichkeit von z nicht meßbar.

Die Resultate der einzelnen Meßpunkte in Tab. 7.5 und 7.6 sind so angegeben wie für den elastischen Wirkungsquerschnitt (Tab. 7.2). In die totale Selektionseffizienz $\epsilon_{tot}^{\text{eff}}$ ist dabei die Effizienz des Vorwärtssignals (88%) miteingerechnet. Zur Unterscheidung zum elastischen Wirkungsquerschnitt wird der Index (pd) verwendet. Im Ergebnis zeigt sich, daß der proton-dissoziative Wirkungsquerschnitt einen ähnlichen Verlauf wie der elastische Wirkungsquerschnitt hat und von der selben Größenordnung ist (s. Abb. 7.7). Die systematischen Fehler entsprechen denen aus Abs. 7.3. Eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W^{\delta}$ führt zu $\delta = 0.84 \pm 0.10$ für die neun Meßpunkte, sowie unter Einbeziehung eines früheren H1-Resultats aus der Kombination des elektronischen und myonischen Kanals [102] zu $\delta = 0.96 \pm 0.07$.

Typ	**T-T**			
$W[GeV]$	30-60	60-90	90-120	120-150
N_{fw}	33	57	34	7
N_{bg}	6.8	7.0	2.1	1.1
N_{pd}^{corr}	$23.8 \pm 5.3 \pm 2.5$	$43.2 \pm 7.2 \pm 4.4$	$29.5 \pm 5.9 \pm 3.1$	$5.6 \pm 2.6 \pm 0.6$
$\epsilon_{tot}^{\text{eff}}$	0.053 ± 0.003	0.099 ± 0.004	0.072 ± 0.004	0.025 ± 0.003
$\epsilon_{sel}^{\text{eff}}$	0.116 ± 0.005	0.280 ± 0.006	0.202 ± 0.006	0.098 ± 0.005
$\epsilon_{trig}^{\text{eff}}$	0.389 ± 0.017	0.356 ± 0.013	0.355 ± 0.016	0.260 ± 0.023
$W_S[GeV]$	42.8	73.6	103.9	134.0
$\sigma_{ep}^{pd}[nb]$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.4$	$2.5 \pm 0.4 \pm 0.4$	$2.2 \pm 0.4 \pm 0.3$	$1.1 \pm 0.5 \pm 0.3$
$\phi_{\gamma/e}$	0.0695	0.0351	0.02175	0.01467
$\sigma_{\gamma p}^{pd}[nb]$	$34.6 \pm 7.2 \pm 5.3$	$70.6 \pm 10.1 \pm 10.5$	$103.4 \pm 17.6 \pm 13.3$	$77 \pm 33 \pm 21$

Typ	**T-C**			
$W[GeV]$	120-150	150-180	180-210	210-240
N_{fw}	24	52	31	10
N_{bg}	3.8	9.9	3.9	2.0
N_{pd}^{corr}	$18.5 \pm 4.7 \pm 1.9$	$37.4 \pm 6.7 \pm 3.8$	$23.7 \pm 5.3 \pm 2.4$	$7.3 \pm 2.9 \pm 0.8$
$\epsilon_{tot}^{\text{eff}}$	0.055 ± 0.004	0.135 ± 0.006	0.091 ± 0.006	0.047 ± 0.005
$\epsilon_{sel}^{\text{eff}}$	0.141 ± 0.006	0.206 ± 0.007	0.115 ± 0.006	0.056 ± 0.005
$\epsilon_{trig}^{\text{eff}}$	0.394 ± 0.022	0.655 ± 0.015	0.792 ± 0.024	0.835 ± 0.034
$W_S[GeV]$	134.0	164.1	194.2	224.3
$\sigma_{ep}^{pd}[nb]$	$1.7 \pm 0.4 \pm 0.3$	$1.5 \pm 0.3 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.3 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.4 \pm 0.1$
$\phi_{\gamma/e}$	0.01467	0.01032	0.00745	0.00550
$\sigma_{\gamma p}^{pd}[nb]$	$117 \pm 30 \pm 17$	$142 \pm 26 \pm 19$	$188 \pm 41 \pm 27$	$144 \pm 58 \pm 25$

Tabelle 7.5: **Der proton-dissoziative Wirkungsquerschnitt in der T-T– und T-C–Selektion:** *Aufgeführt sind Anzahl der proton-dissoziativ selektierten Ereignisse* N_{fw}*, der erwartete Untergrund* N_{bg} *und die korrigierte Anzahl der Ereignisse* N_{pd}^{corr}*. Danach folgt die Effizienz, Selektionseffizienz und Triggereffizienz. Der Wirkungsquerschnitt wird am Intervallschwerpunkt* $\langle W_S \rangle$ *aus Gl. (7.4) angegeben. ep– und* γp*-Wirkungsquerschnitt hängen über den Flußfaktor* $\phi_{\gamma/e}$ *zusammen. Falls angegeben, ist der erste Fehler der statistische und der zweite der systematische Fehler der jeweiligen Größe.*

Typ	**C-C**
$W[GeV]$	210-270
N_{fw}	34
N_{bg}	7.0
N_{pd}^{corr}	$25.3 \pm 5.4 \pm 3.9$
$\epsilon_{tot}^{\mathrm{eff}}$	0.177 ± 0.007
$\epsilon_{sel}^{\mathrm{eff}}$	0.179 ± 0.007
$\epsilon_{trig}^{\mathrm{eff}}$	0.987 ± 0.01
$\langle W_S \rangle [GeV]$	237.2
$\sigma_{ep}^{pd}[nb]$	$2.2 \pm 0.5 \pm 0.4$
$\phi_{\gamma/e}$	0.00965
$\sigma_{\gamma p}^{pd}[nb]$	$233 \pm 56 \pm 43$

Tabelle 7.6: *Der proton-dissoziative Wirkungsquerschnitt für die C-C–Selektionsklasse: Erläuterungen siehe Tabelle 7.5.*

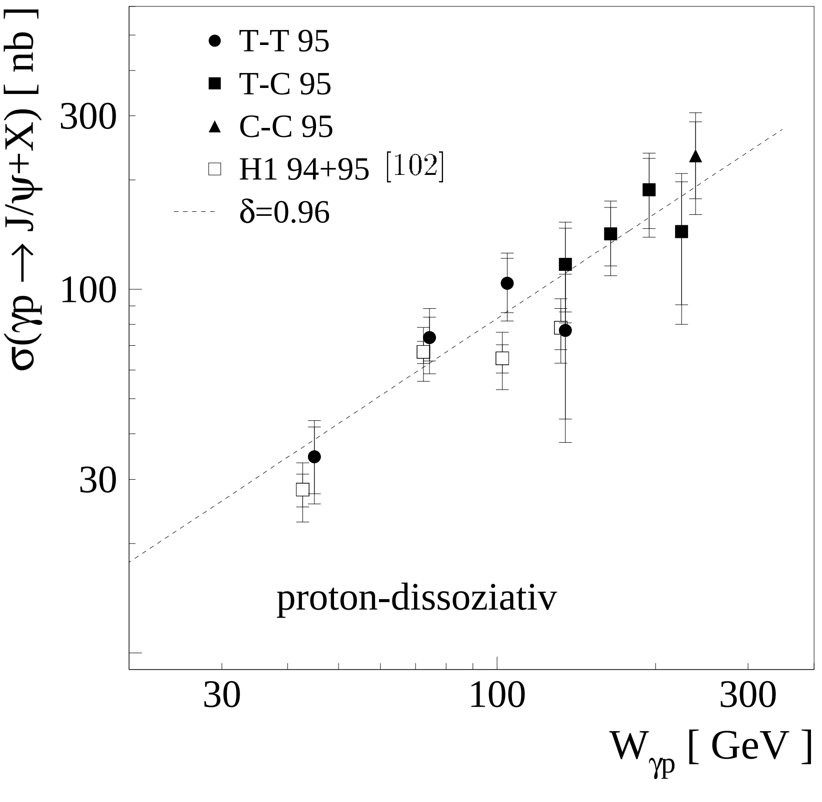

Abbildung 7.7: *Der totale proton-dissoziative Wirkungsquerschnitt des Prozesses* $\gamma p \rightarrow (J/\psi \rightarrow ee) + X$ *in der Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$. *Die Fehlerbalken repräsentieren den stat. Fehler und und den Gesamtfehler aus sys. und stat. Fehler.*

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die diffraktive elastische Produktion von J/ψ-Mesonen in der ep-Streuung über den Prozeß $\gamma p \to (J/\psi \to e^+e^-)p$ am H1-Detektor untersucht. Diese Reaktion wurde in einem Bereich der γp-Schwerpunktsenergie von $(30 - 270)\ GeV$ analysiert. Für die Identifikation der Zerfallselektronen wurde zum einen der Zentralteil mit Spurkammern und LAr-Kalorimeter benutzt(T), zum anderen das rückwärtige SpaCal-Kalorimeter(C). Zusammen mit der Kombination dieser beiden Identifikationsmethoden ergeben sich drei Selektionsklassen, die den genannten Bereich in der Schwerpunktsenergie abdecken. Die Zerfallselektronen werden über das LAr-Kalorimeter mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 80% und über das SpaCal mit 99% identifiziert. Aus den Daten des H1-Experiments in 1995 wurden 313 T-T–Kandidaten für den Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$ im Zentralteil des Detektors, 277 T-C–Kandidaten über die Kombination der Identifikationsmethoden und 74 C-C–Kandidaten mit dem SpaCal-Kalorimeter selektiert.

Für die Bestimmung des elastischen Wirkungsquerschnitts ist eine Identifikation und Subtraktion von Untergrundbeiträgen notwendig. Inelastische diffraktive J/ψ-Produktion durch Protondissoziation wird über Signale in den Vorwärtsdetektoren des H1-Detektors abgetrennt. Aus dieser Abtrennung resultiert ein systematischer Fehler von 10%; dies stellt den größten systematischen Fehler dar, den die drei Selektionen gemein haben. Der in der Selektion verbleibende Untergrund an Zwei-Elektron-QED-Ereignissen wird aus einer Simulation bestimmt und abgezogen. Für die C-C-Selektion mit zwei Elektronen im SpaCal dominieren radiative QED-Compton-Ereignisse den Untergrund. Dies führt zum größten Beitrag zum systematischen Fehler in der C-C-Selektion von 12%.

Die Triggereffizienzen steigen von ca. 50% für die T-T–Selektion über ca. 75% in der T-C–Selektion auf 99% in der C-C–Selektion. In der T-T–Selektion ist die Triggereffizienz ein Hauptbeitrag zum systematische Fehler mit $(8 - 25)\%$.

Im elastischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein Anstieg mit zunehmender Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$: Von $\sigma^{ela}_{\gamma p} = (37.0 \pm 5.8 \pm 5.9)\ nb$ bei $W = 42.8\ GeV$ zu $\sigma^{ela}_{\gamma p} = (179 \pm 41 \pm 33)\ nb$ bei $W = 237\ GeV$. Eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W^\delta$ liefert $\delta = 0.96 \pm 0.13$ und $\delta = 0.88 \pm 0.04$ bei Einbeziehung früherer Meßpunkte. Das Donnachie-Landshoff-Modell, das erfolgreich die Produktion leichter Vektormesonen beschreiben kann, sagt nur einen Anstieg mit $\delta = 0.22$ voraus und ist damit nicht mit den Daten dieser Analyse verträglich. Ein perturbatives QCD-Modell von Ryskin, das die durch die J/ψ-Masse vorgegebene *harte* Gluon-Skala von $\bar{Q}^2 = 2.4\ GeV^2$ zugrundelegt, ist mit der bei dieser Skala relevanten Protonstrukturfunktion in der Lage, den Anstieg des Wirkungsquerschnitts zu beschreiben.

Der Wirkungsquerschnitt zeigt den für diffraktive Prozesse typischen exponentiellen Abfall $d\sigma/dt \propto \exp(-b_t|t|)$. Dabei wurde $|t|$ über den quadrierten beobachteten Transversalimpuls $t \approx -p_t^2$ bestimmt. Aus der Regge-Theorie ergibt sich eine Vorhersage über die W-Abhängigkeit, $b_t(W) = b_{t;0} + \alpha * \ln \frac{W^2}{W_0^2}$, mit

$\alpha = 0.25\,GeV^{-2}$. In dieser Arbeit wurde b_t im Bereich $30 < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ (T-T) zu $b_t(77\,GeV) = 3.8 \pm 0.3 \pm 0.6\,GeV^{-2}$ und im Bereich $120 < W_{\gamma p} < 240\,GeV$ (T-C) zu $b_t(172\,GeV) = 4.8 \pm 0.4 \pm 0.6\,GeV^{-2}$ bestimmt. Diese zwei Werte unterstützen die These, daß das $|t|$-Spektrum mit zunehmendem $W_{\gamma p}$ steiler abfällt, können allerdings mit den angegebenen Fehlern einen von $W_{\gamma p}$ unabhängigen Wert von b nicht ausschließen.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Entwicklung und Untersuchung von Triggeralgorithmen für die Triggerstufe L2 des H1-Experiments. Dies motiviert sich aus relativ geringen Triggereffizienzen bei einer geringen Ereignisstatistik für den diffraktiven Prozeß $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$.
Der Aufbau des neuronalen L2 Triggers geschah ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit. Auf einem Parallelrechner (CNAPS) werden dabei vorwiegend neuronale Netze eingesetzt, die aus der kombinierten Information verschiedener Detektorteile, wie Kalorimeter und Spurkammern, eine Triggerentscheidung für ausgewählte Ereignisklassen fällen. Es wird erläutert, wie diese neuronalen Netze in einer parallelen Netzarchitektur implementiert und mit welchem Optimierungsalgorithmus die Parameter des Netzes bestimmt werden. Der wesentliche Schritt dieses Algorithmus ist das *Training*. Dabei werden dem Netz H1-Triggerdaten präsentiert und ein Klassifizierungsfehler errechnet. Über ein Gradientenabstiegsverfahren werden damit die inneren Parameter des Netzes optimiert.
Für die Messung des Prozesses $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ im Zentralbereich von H1 (T-T-Selektion) wurde 1996 ein neuronales Netz zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen eingesetzt. Dabei konnte die Rate bei einer Effizienz von $(98-99)\%$ um einen Faktor 5 gesenkt werden. Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit wurde ein topologischer Algorithmus entwickelt, der auf zwei in der $r\phi$-Ebene gegenüberliegende Energieschauer im SpaCal-Kalorimeter triggert. Die Effizienz liegt bei $(89.9 \pm 2.4)\%$ für $ep \to ep(J/\psi \to e^+e^-)$ mit zwei Elektronen im SpaCal. Dabei wurde die Rate der ersten Triggerstufe um zwei Größenordnungen reduziert. Über die Parallelisierung des Algorithmus wurde eine Bearbeitungszeit von $7.9\mu s$ realisiert.

Ausblick Die Fehler in dieser Analyse sind dominiert von der geringen zur Verfügung stehenden Datenstatistik. Auch die Unsicherheiten in der Systematik sind zum Teil durch eine geringe Datenstatistik für Effizienzbestimmungen verursacht. Mit den in den Jahren 1996/97 gesammelten Daten, wird es möglich sein, die vorhandenen Fehler weiter zu reduzieren. An der Verbesserung der Statistik hat nicht zuletzt der L2-Trigger seinen Anteil.
Insbesondere für die C-C-Selektion kann 1997 über die Verwendung eines neu eingebauten rückwärtigen Siliziumstreifen-Detektors der QED-Untergrundanteil besser bestimmt, sowie die Vertex-Rekonstruktion verbessert werden. Ergänzend kann die Analyse durch den Einsatz eines Zwei-Elektron-Triggers im Vorwärtsbereich zu niedrigen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ erweitert werden.

Anhang A Vektor-Matrix-Rechnung für Boolesche Variable

Für diese Arbeit ist es zweckmäßig, einen Vektor-Matrix-Formalismus für logische Operationen einzuführen.
Das (+)-Symbol wird für die VerODERung und das (·)-Symbol (oder kein Symbol) für die VerUNDung benutzt. Die Komponenten eines boolescher Vektor $\vec{a}$ bestehen aus den Werten (0) oder (1) z.B.

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

Skalar- und Matrixprodukte werden so definiert, daß sie sich analog der gewöhnlichen Multiplikation reeller Zahlen immer auf die VerUNDung beziehen, während eine Norm durch die VerODERung definiert werden kann :

$$\vec{a} \cdot \vec{b} \;\hat{=}\; \bigcap_{i=0}^{n} a_i \cup b_i \tag{A.2}$$

$$\vec{a}^T \cdot \mathbf{M} \;\hat{=}\; \bigcap_{i=0}^{n} a_i \cup m_{ij} \tag{A.3}$$

$$||\vec{a}|| \;\hat{=}\; \bigcap_{i=0}^{n} a_i \tag{A.4}$$

Die Dreiecksbeziehung als mathematische Anforderung einer Norm ist hier trivialerweise erfüllt.
Für die elementweise VerUNDung wird ein zusätzliches Symbol $\otimes$ eingeführt:

$$\vec{a} \otimes \vec{b} \;\hat{=}\; \vec{c} \text{ mit } c_i = a_i \cup b_i \tag{A.5}$$

Diese Definition ist nützlich für die elementweise Anwendung von Skalierungs- und Vetofunktionen auf Bitfelder oder Triggervektoren.
Aus der Definition folgt die Beziehung

$$\vec{a} \otimes \neg\vec{a} = \vec{0} \tag{A.6}$$

mit $\neg\vec{a}$ als der elementweisen Negierung und $\vec{0}$ als dem Nullvektor.
Zwar wäre eine weitere Untersuchung der Algebra dieser Darstellung (z.B. Berechnung invertierter Matrizen) ebenfalls sehr interessant, in dieser Arbeit steht jedoch mehr die kompakte Darstellung der Bearbeitung von Bitfeldern im Vordergrund, weshalb auf die Erörterung weiterer algebraischer Beziehungen verzichtet wird.

Anhang B Der L2 Trigger des Jahres 1996

Nachdem Ende 1995 erste Tests mit Prototypen erfolgreich verlaufen sind, wurde die komplette Hardware-Installation des neuronalen L2 Triggers im Juni 1996 abgeschlossen.
Die zur Verfügung stehenden L2 Daten im Jahr 1996 sind in Tabelle B.1 aufgelistet. Die SpaCal-Quadrantenenergien standen erst im November 1996 zur Verfügung und sind deshalb nicht in den bisherigen Triggern verwendet worden.

Detektor	L2 Daten	Format
MWPCs	z-Vertex Histogramm in 16 Bins	16 8-Bit Werte
	max. Eintrag, Position, Summe im Hist.	4-bit Zeiger, 8,12 Bit
	Peak-on-the-edge Bit, All-in-four-bins Bit	einzelne Bits
	topol. Karte im Polar- und Azimutalwinkel	14 θ-Bits in 16 ϕ-Worten
CJC	45 ϕ-Sektoren neg.Ladung & hoher Impuls	45 Bits in 3 16-Bit Worten
	45 ϕ-Sektoren pos.Ladung & hoher Impuls	45 Bits in 3 16-Bit Worten
	45 ϕ-Sektoren neg.Ladung & niedr.Impuls	45 Bits in 3 16-Bit Worten
	45 ϕ-Sektoren pos.Ladung & niedr.Impuls	45 Bits in 3 16-Bit Worten
SpaCal	Globale Quadrantenenergien	8-Bit FADC Werte
	topol. xy-Karten für drei Schwellen	512 Cluster Bits
LAr	(fehlende) transversale, totale u.a.Energien	8-Bit FADC Werte
	Zähler für Elektronkandidaten, etc.	8-Bit FADC Werte
	Einzelenergien(sortiert) von 64 Bigtowern	8-Bit Adresse, 8-Bit FADC
μ-System	4 topolog. Karten für Endkappen&Zentralteil	4 x 16 bits
Vorwärts-μ	2 $r-\phi$ Karten der Spektrometerscheiben	2 x 64 Bits
CTL	Subtrigger, L1Keep-, L2Keep-Zähler	13 x 16 Bits

Tabelle B.1: *Zusammenfassung der im Jahr 1996 zur Verfügung stehenden Rohdaten des L2 Triggers.*

Im ersten Jahr standen dem neuronalen Trigger 10 Triggerboxen zur Verfügung. Eine Erweiterung kann bis zunächst maximal 16 Triggerboxen erfolgen.
Die L2 Triggerelemente des ersten Betriebsjahres werden für Physikklassen mit hohen Triggerraten und untergrundnaher Signatur benutzt. Deshalb sind die meisten

der in Tabelle B.2 aufgelisteten Triggerboxen für spezifische Photoproduktionskanäle eingesetzt worden.

Eine Ausnahme stellt L2TE[1] 3 dar, das mehrere Vektormesonproduktionskanäle in DIS (ρ, ϕ oder J/ψ) erkennen soll. Da der Wirkungsquerschnitt mit $\sim 1/Q^6$ abfällt[2], werden die Vektormesonen überwiegend bei niedrigem Impulsübertrag Q^2 produziert. Diese Ereignisklasse wird aber wegen ihrer hohen Rate bei H1 herunterskaliert. Da aber Vektormesonen in DIS nur in der Größenordnung von $\mathcal{O}(100)/pb^{-1}$ Ereignissen produziert werden, ist die Umgehung der Herabskalierung durch Selektion auf L2 mit einem erheblichen Gewinn an Statistik verbunden.

L2TE	Kanal	L1-L2	L2-Rate[Hz]	L2Eff.[%]	Eff.[%]
0	$\gamma p \rightarrow 2Jets$	10-15	0.2-1.0	bis 100	20-80
1	$\gamma p \rightarrow p(\phi \rightarrow K^+K^-)$	5	0.5-1.5	60	3
2	$\gamma p \rightarrow p(J/\psi \rightarrow \ell\ell)$	5-7	0.5-1.5	$96-98$	~50
3	$ep \rightarrow ep(\rho, \phi\ or\ J/\psi) inDIS$	3-7	0.3-1.3	70-90	70-90
4	$\gamma p \rightarrow p(J/\psi \rightarrow \mu\mu)$	6-12	0.2-0.8	85	~50
5	$\gamma p \rightarrow X + (J/\psi \rightarrow \mu\mu)$	-	-	-	-
6	$\gamma p \rightarrow p(J/\psi \rightarrow ee(hohes\ W))$	50-1000	0.1-0.8	90	90
7	Background Encapsulation	-	-	-	-
8	$\gamma p \rightarrow$ Jets mit hohem $P_\perp$	(>100)	(1)	>95	>90
9	$\gamma p \rightarrow D^*$+X	7-10	0.5	80	25

Tabelle B.2: *Die 1996 eingesetzten L2 Triggerelemente. Die zweite Spalte gibt die Physikklasse, die dritte die Reduktion der Rate von L1 nach L2 und die vierte die L2 Rate selbst an. Danach folgt die Effizienz des L2 Triggers und die mit L1 kombinierte Triggereffizienz bezüglich Datenselektionen der genannten Reaktionen [137]. L2TE 2 und L2TE 6 werden in Kap. 6 besprochen. L2TE 5 und L2TE 7 dienten nur Monitorzwecken, der Einsatz von L2TE 8 ist erst in 1997 geplant.*

Ähnliches gilt für die exklusiven J/ψ-Photoproduktionskanäle und L2TE 0, dem Photoproduktions-Jet-Trigger; für diese Kanäle war entweder eine Herunterskalierung auf L1 gegeben oder die Benutzung eines ineffizienten Triggers auf L1 bisher notwendig.

Mit Ausnahme des L2TE 1 waren keine Skalierungsfaktoren mehr für die vorgeschalteten L1 Bedingungen notwendig. Das Triggern von $\gamma p \rightarrow p(\phi \rightarrow K^+K^-)$ in Photoproduktion ist im H1-Detektor problematisch, da die Energien der Zerfallsteilchen nicht für das Ansprechen kalorimetrischer Trigger ausreichen, eine Verbesserung dieses Triggerelements für 1997 ist in Vorbereitung.

---

[1] L2TE $\hat{=}$ L2 Triggerelement

[2] Unter der Annahme $\sigma_L \gg \sigma_T$ und Anwendung des VMD-Modells.

Für die Erkennung leptonischer J/ψ-Ereignisse wurden L2TE 2, L2TE 4 und L2TE 6 eingesetzt. Im Zentralteil wurden neuronale Netze für den elastischen myonischen und elektronischen Zerfallskanal in Photoproduktion eingesetzt.
Ohne Verwendung eines L2 Triggers wäre ein Skalierungsfaktor von etwa 5 auf die L1 Bedingungen notwendig gewesen.
L2TE 6 wurde für das Triggern elektronischer J/ψ-Zerfälle eingesetzt, deren Elektronpaar das rückwärtige Kalorimeter traf. Dieser topologische Back-to-Back-Trigger arbeitet auf der mittleren Energieschwelle (2 GeV) und erreicht die höchsten Ratenreduktion aller L2 Trigger, die abhängig von Runbedingungen teilweise den Faktor 100 deutlich übersteigt. Diese hohe Reduktion ist möglich, da überwiegend einzelne Elektronen oder Photonen (oder Halo-Myonen) den SpaCal Trigger auslösen, und der hadronische Untergrund keine ausgeprägte Back-to-Back-Topologie aufweist.
Sowohl das neuronalen Netz L2TE 2 für den elastischen, leptonischen J/ψ-Kanal als auch der Back-to-Back-Trigger werden in Kap. 6 näher beschrieben. Die operative Verfügbarkeit des neuronalen L2-Systems betrug 1996 $(97-99)\%$ (je nach betrachtetem L2 Triggerelement) bezogen auf Zeiträume mit Luminosität im H1-Detektor. Dies zeigt, daß bereits im ersten Jahr ein überwiegend problemfreier Betrieb des Triggers möglich war.

Literaturverzeichnis

[1] R Hofstadter. *Rev. Mod. Phys.*, **28**, p. 214, 1956.

[2] M. Gell-Mann. A Schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, **8**, p. 214, 1964.

[3] G. Zweig. CERN Preprints, Th 401, 412, 1964.

[4] I. J. R. Aitchison und A. J. G. Hey. Gauge Theories in Particle Physics. *Graduate student series in physics*. Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 2. Aufl., 1989.

[5] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle J. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, p. 1404, 1974.

[6] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in e+ e- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, pp. 1406–1408, 1974.

[7] M. Aguilar-Benitez et al. Particle Data Group. Review of Particle Properties. *Phys. Rev.*, **D 50**, pp. 530–538, Juli 1996.

[8] S. Okubo. Phi meson und unitary symmetry model. *Phys. Lett.*, **5**, pp. 165–168, 1963.

[9] J. Iizuka. *Suppl. Progr. Theor. Phys.*, **37-38**, p. 21, 1966.

[10] F. Gaede. Study of Exclusive Vector Meson Production with H1. In *Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena*, Chicago, April 1997. Wird veröffentlicht.

[11] M. G. Ryskin et. al. Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density. 1995. DTP/95/96, CBPF-NF-079/95, RAL-TR-95-065.

[12] H1 Kollaboration, S. Aid et al. Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA. *Nucl. Phys.*, **B472**, pp. 3–31, 1996. hep-ex/9603005.

[13] ZEUS Kollaboration, G. Abbiendi et al. Measurement of Elastic J/ψ Photoproduction at HERA. Desy–note, DESY-97-060, 1997.

[14] F. Jacquet und A. Blondel. Report from the study group on detectors for charged current events. In U. Amaldi, *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, *79/48*, p. 391. DESY, 1979.

[15] Richard P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, pp. 1415–1417, 1969.

[16] J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, **179**, pp. 1547–1553, 1969.

[17] H1 Kollaboration, I. Abt, et al. Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low -x region at HERA. *Nucl. Phys. B*, **407**, pp. 515–535, 1993.

[18] H1 Kollaboration, I. Abt, et al. Scaling violations of the proton structure function F_2 at small x. *Phys.Lett.*, **B321**, pp. 161–167, 1994.

[19] H1 Kollaboration, I. Abt, et al. A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$. *Nucl. Phys. B*, **439**, pp. 471–502, 1995.

[20] N. Brook et al. Photoproduction generators at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pp. 1221–1254, Oktober 1991. (s. HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No.12988).

[21] John R. Smith. Polarization decomposition of fluxes and kinematics in e p reactions. *UCDPHY-IIRPA-93-10 (et interne H1-note 282)*, 1993.

[22] John R. Smith und Burkhard D. Burow. Photon fluxes with particle beam mass effects and polarizations. *UCDPHY-IIRPA-93-42 (et interne H1-note 338)*, 1993.

[23] Stefano Frixione, Michelangelo L. Mangano, Paolo Nason, und Giovanni Ridolfi. Improving the Weizsacker-Williams approximation in electron - proton collisions. *Phys. Lett.*, **B319**, pp. 339–345, 1993. hep-ph/9310350.

[24] V.M. Budnev et al. Equivalent Photon Approximation. *Phys. Rep.*, **C15**, p. 181, 1975.

[25] C.F. von Weizsäcker. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. *Z. Phys.*, **88**, p. 612, 1934.

[26] E.J. Williams. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae. *Phys. Rev.*, **45**, p. 729, 1934.

[27] T. J. Chapin et al. Diffraction dissociation of photons on hydrogen. *Phys. Rev.*, **D31**, p. 17, 1985. Daten entnommen aus `http://muse.lbl.gov:8001/rd2?find+R=PR+D31,+17;**+doc` .

[28] K. Goulianos. Diffractive interactions of hadrons at high-energies. *Phys. Rept.*, **101**, p. 169, 1983.

[29] T. Regge. Introduction to Complex Orbital Momenta. *Nuovo Cimento*, **14**, p. 951, 1959.

[30] T. Regge. Bound States, Shadow States and Mandelstamm Representation. *Nuovo Cimento*, **18**, p. 947, 1960.

[31] P.D.B. Collins. An Introduction to Regge theory and high energy physics. Cambridge, 1977.

[32] F. Schwabl. Quantenmechanik. Springer, 1988.

[33] G.F. Chew und S.C. Frautschi. Principle of Equivalence for all Strongly Interacting Particles within S-Matrix Framework. *Phys. Rev. L.*, **7**, p. 394, 1961.

[34] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Total cross sections. *Phys. Lett.*, **B296**, pp. 227–232, 1992. hep-ph/9209205.

[35] M. Froissart. Asymptotic Behaviour and Subtractions in the Mandelstamm representation. *Phys. Rev.*, **123**, p. 1053, 1961.

[36] A. Martin. Unitarity and High Energy Behavior of Scattering Amplitudes. *Phys. Rev.*, **129**, p. 1432, 1963.

[37] H. P. Beck. Measurement of the Total Photoproduction Cross Section at the Electron Proton Collider HERA. Inaugural-Dissertation, Universität Zürich, 1996.

[38] ZEUS Kollaboration. Measurement of Total and Partial Photon Cross Sections at 180 GeV Center of Mass Energy. *Z. Phys.*, **C63**, pp. 391–408, 1994.

[39] H1 Kollaboration. Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Center of Mass Energy. *Z. Phys.*, **C69**, pp. 27–38, 1995.

[40] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie, und F. M. Pipkin. The hadronic properties of the photon in high-energy interactions. *Rev. Mod. Phys.*, **50**, p. 261, 1978.

[41] S. D. Holmes, W. Lee, und J. E. Wiss. High-energy photoproction of charmed states. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **35**, pp. 397–454, 1985.

[42] Sakurai. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, p. 981, 1969.

[43] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Exclusive vector meson production at HERA. *Phys. Lett.*, **B348**, pp. 213–218, 1995. hep-ph/9411368.

[44] H. Jung, G. A. Schuler, und J. Terron. J/ψ Production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA. *Int. J. Mod. Phys.*, **A7**, pp. 7955–7988, 1992.

[45] P. V. Landshoff. $\gamma p \to Vp$ and $\gamma^* p \to Vp$. 1995. hep-ph/9505396.

[46] H. Jung, G. A. Schuler, und J. Terron. Ibid. In *Int. J. Mod. Phys.* [44], p. 7965.

[47] M. G. Ryskin et. al. Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density. *Z. Phys.*, **C37**, p. 89, 1993.

[48] H1 Kollaboration, S. Aid et al. The Gluon density of the proton at low x from a QCD analysis of F2. *Phys. Lett.*, **B354**, pp. 494–505, 1995. hep-ex/9506001.

[49] E. L. Berger und D. Jones. Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons. *Phys. Rev.*, **D23**, pp. 1521–1530, 1981.

[50] S. Schiek. Untersuchungen zur inelastischen Photoproduktion von J/ψ Mesonen im H1 Detektor bei HERA. Dissertation, Hamburg, 1997.

[51] M. Krämer. QCD Corrections to Inelastic J/ψ Photoproduction. DESY–Note 95-155, DESY, 1995.

[52] CDF, F. Abe et al. J/ψ and $\psi(2S)$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, pp. 572–577, 1997.

[53] E. Braaten G. T. Bodwin und G. P. Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev.*, **D51**, pp. 1125–1171, 1995.

[54] E. Braaten und S. Fleming. Color octet fragmentation and the psi-prime surplus at the Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, p. 3327, 1995.

[55] M. Cacciari und M. Krämer. Color-Octet Contributions to J/ψ Photoproduction. DESY–Note 96-005, DESY, 1996.

[56] H1 Kollaboration, 1997. `http://www-h1.desy.de/`.

[57] ZEUS Kollaboration, 1997. `http://www-zeus.desy.de/`.

[58] D.R.C. Kelly et al. The Electron Beam Lifetime Problem in HERA. In *Reports at the 1995 Particle Accelerator Conference PAC95*. DESY, 1995.

[59] H1 Kollaboration, Luminositätstabellen, 1996. `http://www-h1.desy.de/~f11lev/luminosity/summary_tables`.

[60] H1 Kollaboration, I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Hamburg DESY - Int.Rep. H1-96-01 (96/03, rec.Mar.) 158 p., Update of Nucl. Instr. and Meth.A. 386, pp310*, 1997. `http://dice2.desy.de/h1/www/h1det/detpaper/contents.html`.

[61] H. P. Beck. Ibid. [37]. Kapitel 4.

[62] B. Andrieu et al. Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations. *Nucl. Instrum. Methods*, **A 336**, pp. 499–509, 1993.

[63] H1 SPACAL Group, R.D Appuhn et al. The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter. *to be submitted to Nucl. Instrum. Meth.*, 1996. `http://dice2.desy.de/h1/www/h1det/calo/spacal/pubs.html`.

[64] P. Morse und H. Feshbach. *Methods of Theoretical Physics*, p. 1236. McGraw-Hill, 1953.

[65] H. Bethe und W. Heitler. On the Stopping of fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proc. Roy. Soc.*, **A 146**, p. 83, 1934.

[66] B. List. Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA. Diplomarbeit, Berlin, 1993. `http://dice2.desy.de/ blist/diffvm`.

[67] D. Handschuh. Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung. Dissertation, Universität Hamburg, 1993.

[68] C. Grupen. *Particle Detectors*, Kap. 9. Cambridge University Press, 1996.

[69] J. Möck et al., 1996. `http:/wwwh1.mppmu.mpg.de/projects/neuro`.

[70] J.C. Bizot et al. Status of Simulation for a topological level 2 trigger. H1–Note H1-02/92-212, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, 1992.

[71] J. Fent et al. A Neural Network Second Level Trigger for the H1–Experiment at HERA. H1–Note H1-10/95-457, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, August 1995.

[72] Andreas Zell. Simulation Neuronaler Netze. Addison–Wesley, Reading, Massachusetts, 1994.

[73] Hecht-Nielsen. Neurocomputing. Addison-Wesley, 1991.

[74] Spektrum der Wissenschaft. Gehirn und Nervensysteme. Spektrum der Wissenschaft Verlag, Heidelberg, 10. Aufl., 1992.

[75] J. W. Cohen. Funktionelle Annatomie des Nervensystems. Schattauer, Stuttgart/New York, 4. Aufl., 1985.

[76] J. C. Eccles. The Understanding of the Brain. McGraw-Hill, New York, 1977.

[77] W. S. McCulloch und W. Pitts. A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity. *Bulletin of Math. Bio.*, **5**, pp. 115–133, 1943.

[78] A. N. Kolmogorov. *Dokl.Akad.Nauk. USSR*, **115**, pp. 953–956, 1957.

[79] R. Hecht-Nielsen. In *Proc. of the Int. Conf. on Neural Networks*, volume II, pp. 19–32. IEEE press, 1987.

[80] P. J. Werbos. Beyond Regression. Appl. math. , Harvard University, November 1974.

[81] D. E. Rumelhart und J. L. McClelland. Parallel Distributed Processing : Foundations, volume 1. MIT Press Cambridge, 1986. Im wesentlichen p318-362.

[82] L. F. A. Wessels und E. Barnard. Avoiding False Local Minima by Proper Initialsiation of Connections. *IEEE Transactions on Neural Networks*, **3(6)**, pp. 899–905, 1992.

[83] J. Möck. Einsatz neuronaler Netze als intelligente Trigger im H1–Experiment. Diplomarbeit, Technische Universität München, März 1994. `http://wwwh1.mppmu.mpg.de/personal/jum/dip/dip.html` .

[84] R. Hecht-Nielsen. In *Proc. of the Int. Conf. on Neural Networks*, volume I, pp. 593–611. IEEE press, Juni 1989.

[85] R. Salomon und J. L. v. Hemmen. Accelerating steepest-descent procedures through dynamic self adaption. *Neural Networks*, 1996. Wird veröffentlicht.

[86] Dominik Westner. Ein neuronaler Netzwerktrigger für die Produktion von J/ψ-Teilchen in ep-Streuung. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, Max-Planck-Institut für Physik, März 1996.

[87] Pal Ribarics et al. Constructed Networks for Background Encapsulation in the Second-Level Trigger of the H1–Experiment. In K.-H. Becks und D. Perret-Gallix, *New Computing Techniques in Physics Research*, volume III, pp. 429–434, Singapur, 1993. World Scientific.

[88] Dirk Goldner. Online-Datenaufbereitung ... als Level-2 Trigger im H1-Experiment. Dissertation, Universität Dortmund, April 1996.

[89] Fritz Wagner. Persönliche Mitteilung, 1996.

[90] T. Kobler, 1996. `http:/wwwh1.mppmu.mpg.de/projects/neuro/hardware.html`.

[91] C. Beigbeder und D. Breton. H1 PQZP System (Parallel Quickbus Zero-Suppression Processor. H1–Note H1-02/93-269, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, 1993.

[92] H. Krehbiel. The PQZP Receiver Card for the L2 Crates of H1. User's Manual. H1 Trigger Note 1/94, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, April 1994.

[93] Adaptive Solutions Inc., Beaverton, OR 97006. CNAPS/VME Board Reference Manual, 1.2 Version, November 1994. Siehe auch `http://www.asi.com/asi/manuals.html`.

[94] Adaptive Solutions Inc., Beaverton, OR 97006. CNAPS Data Book, 2.0 Version, März 1995. Siehe auch `http://www.asi.com/asi/manuals.html`.

[95] J. Möck et al. Artificial Neural Networks as a Second-Level Trigger in the H1–Experiment, Performance Analysis and Results. In B. Denby und D. Perret-Gallix, *New Computing Techniques in Physics Research*, volume IV, pp. 465–471, Singapur, 1995. World Scientific. Vortrag auf der Konferenz AIHENP '95 in Pisa.

[96] S. Udluft. Untersuchungen zur Implementierung von Feedforwardnetzen auf dem CNAPS Parallelrechner. F2-Praktikum der LMU München, 1994.

[97] P. Cederqvist et al. Version Management with CVS. *GNU Software*, beziehbar über FTP-Server, 1.9 Version, 1996.

[98] J. Möck und A. Gruber, 1996. `http:/wwwh1.mppmu.mpg.de/projects/neuro/ software.html`.

[99] J. Möck. CL 2.02 CNAPS Loader. *Max-Planck-Institut für Physik*, Föhringer Ring 6, 80805 München, 2.02 Version, Juli 1996. Unveröffentlichtes Handbuch.

[100] A. Gruber. Documentation for the Network Simulator –nsi–. *Max-Planck-Institut für Physik*, Föhringer Ring 6, 80805 München, V0R6.1 Version, Januar 1996. `http://wwwh1.mppmu.mpg.de/projects/neuro/doc/nsi/main_tex.html`.

[101] Thomas Jansen. Untersuchung diffraktiver J/ψ-Erzeugung bei HERA. Dissertation, Universität Hamburg, 1995.

[102] Guido Schmidt. Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[103] J Meyer. Guide to Simulation Program H1SIM. Technischer report, H1, Hamburg, 1991-1997.

[104] Schilling K. und Wolf G. How to Analyse Vector-Meson Production in Inelastic Lepton Scattering. *Nucl. Phys.*, **B61**, pp. 381–413, 1973.

[105] Torbjorn Sjöstrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and Manual. 1995. hep-ph/9508391.

[106] M. Dirkmann. Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von Pi-Mesonen. Diplom, Universität Dortmund, 1995.

[107] T. Eckel. Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1. Diplomarbeit, Hamburg, 1994.

[108] T. Carli et al. Performance of the H1 LAr Trigger in 1994. H1–Note H1-07/95-445, DESY, 1995.

[109] K. Rüter. Messung differentieller Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms in tiefinelastischen Positron –Proton Kollisionen mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring. Dissertation, Ludwig - Maximilians - Universität, München, 1996.

[110] Selektion von A. Wegner., 1996.

[111] S. Spielmann. L'electronique rapide de declenchement du calorimetre SpaCal plomb/fibre-scintillante e l'experience H1 a HERA: Mise en oeuvre, resultats en faisceaux test du CERN et premiers resultats a HERA. Dissertation, Ecole Polytechnique, Paris, 1996.

[112] H1 Kollaboration, T. Ahmed, et al. A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x und Low Q^2 at HERA. *Nucl. Phys. B*, 1997. to be submitted.

[113] O. Dünger. Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am e-p-Speicherring HERA. Dissertation, Hamburg, 1993.

[114] T. Carli et al. Quasi-real QED Compton Monte Carlo for HERA. In *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pp. 1468–1471, Oktober 1991. (s. HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No.12988).

[115] J. Janoth, J. Stiewe, und A. Meyer. An algorithm to calibrate the new H1 backward calorimeter SPACAL using the kinematic peak. *interne H1-note 464*, 1995.

[116] V. Shekelyan. Progress in Systematics for F_2(1995). Minutes of H1 Physics Review Meeting of 19th Dec., 1996.

[117] H1 Kollaboration, I. Kenyon V. Hudgson et al. Photo-production of $\psi(2S)$ Mesons at HERA. 1997. In Vorbereitung.

[118] Armin Wegner. Persönliche Mitteilung. 1997.

[119] Stefan Peters. Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer. Dissertation, Universität Hamburg, 1992.

[120] S. Kermiche. Etude du QED Compton a HERA:Luminosite et Calibration du Detecteur H1. Dissertation, Univ. de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 1994.

[121] J. Katzy. Persönliche Mitteilung. 1997.

[122] N. Gogitidze und S. Levonian. An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data. H1–Note H1-01/96-471, DESY, 1996.

[123] B. Reisert. Persönliche Mitteilung. 1997.

[124] Armin Wegner. Persönliche Mitteilung. 1996.

[125] J. Möck. Ibid. [83], pp. 65–71.
`http://wwwh1.mppmu.mpg.de/personal/jum/dip/dip.html` .

[126] Eckard Elsen. H1 Triggermeeting. `H1 intern`,
`http://dice2.desy.de/itrigger/Minutes/96/minutes.96-jul30.txt`, Juli 1996.

[127] Boudry V. The Inclusive Electron Trigger for SPACAL: Design and CERN-Test Results. H1–Note H1-03/95-430, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, 1995.

[128] V. Boudry. H1 Physics Meeting. August 1996.

[129] E401, M. Binkley et al. J / psi Photoproduction from 60-GeV/c to 300-GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, p. 73, 1982.

[130] E516, B. H. Denby et al. Inelastic and elastic Photoproduction of J / psi (3097). *Phys. Rev. Lett.*, **52**, p. 795, 1984.

[131] E687, P. L. Frabetti et al. A Measurement of elastic J/ψ photoproduction cross- section at Fermilab E687. *Phys. Lett.*, **B316**, pp. 197–206, 1993.
`http://muse.lbl.gov:8001/rd2?find+R=PL+316B,+197;**+doc`.

[132] G. Schmidt. Persönliche Mitteilung, 1997.

[133] M. Gluck, E. Reya, und A. Vogt. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics. *Z. Phys.*, **C67**, pp. 433–448, 1995.

[134] A. D. Martin, W. J. Stirling, und R. G. Roberts. Structure functions and parton distributions. *Int. J. Mod. Phys.*, **A10**, p. 2885, 1995.

[135] H. L. Lai et al. Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data. *Phys. Rev.*, **D55**, pp. 1280–1296, 1997. hep-ph/9606399.

[136] A. D. Martin, W. J. Stirling, und R. G. Roberts. Parton distributions for low Q^2. *Phys. Rev.*, **D51**, pp. 4756–4762, 1995. hep-ph/9409410.

[137] J. Köhne, T. Krämerkämper, A. Zott, A. Meyer, und D. Samtleben. Persönliche Mitteilungen, 1997.