Neuronale Trigger für *Heavy Quarkonium*-Produktion bei HERA

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

von
Jan Dichtl

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik München
Werner-Heisenberg-Institut

München
August 1999

Inhalt

1 Einleitung 4

2 Theoretische Grundlagen zur J/ψ-Produktion 5

2.1 Entdeckung, Eigenschaften 5
2.2 Zerfall 5
2.3 Kinematik der J/ψ Produktion 5
2.4 Photoproduktion 7
2.5 Modelle für die J/ψ-Erzeugung in γp-Streuung 7
2.5.1 Diffraktion 7
2.5.2 Vektormeson-Dominanz-Modell 8
2.5.3 Regge-Theorie 9
2.5.4 Ansatz der Quantenchromodynamik 10
2.5.5 Gegensätzliche Vorhersagen der Modelle 11

3 Der Speicherring HERA 12

4 H1-Detektor 13

4.1 Die Spurkammern 14
4.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter 15
4.3 Das SpaCal 16
4.4 Das Myonsystem 17
4.5 Luminositätsmeßsystem 17

5 H1-Triggersystem 18

5.1 Gesamtkonzept 18
5.2 L1 Trigger 20
5.2.1 Zentraler Spurtrigger DCRϕ 20
5.2.2 z-Vertex-Trigger 20
5.2.3 SpaCal-Trigger 21
5.3 Neuronaler Trigger der Stufe L2 22
5.3.1 Neuronale Netze 22
5.3.2 Netztraining, Backpropagation-Lernalgorithmus 23
5.3.3 Hardware 25

6 Selektion und Simulation von J/ψ-Ereignissen26

6.1 Einteilung in Klassen Track-Track, Track-Cluster und Cluster-Cluster26
6.2 Selektionsschnitte für Track-Cluster J/ψ's 28
6.3 Monte-Carlo Simulation von J/ψ-Ereignissen 29

7 Trigger für Track-Cluster J/ψ's und ϒ's 30

7.1 Neuronales Netz für vorhandenen L1 Trigger ST2 30
7.1.1 Vorauswahl von Netzeingangsgrößen 30
7.1.2 Optimieren des Netzes 35

7.1.3 Zusammenfassung der Netzeffizienz und der Triggerrate 38
7.2 Neuer L1 J/ψ Track-Cluster Trigger ST33 40
7.2.1 Methode zur Abschätzung der Rate eines L1 Subtriggers 40
7.2.2 Effizienzbestimmung 41
7.2.3 Effizienzen einzelner Triggerelemente und Zusammenstellung des neuen Subtriggers 41
7.2.4 Raten für neuen Subtrigger ST33 42
7.3 Verhalten des mit ST2-Daten trainierten Netzes für neuen ST33 45
7.4 Neuronales Netz für neuen L1 Trigger ST33 46
7.4.1 Vorauswahl relevanter Netzeingangsgrößen 46
7.4.2 Ergebnis des Netztrainings 46
7.4.3 Untersuchungen zum Netzverhalten mit verschärfter Physikselektion 46
7.5 L4 Finder für J/ψ Track-Cluster- ϒ- und J/ψ DIS-Ereignisse 55
7.5.1 Ratenberechnungen 55
7.5.2 Zielsetzung für neuen Finder 56
7.5.3 Struktur des alten Finders 56
7.5.4 Neuer Finder - Kanal für Track-Cluster J/ψ's 56
7.5.5 Kanal für Track-Cluster ϒ's 60
7.5.6 KANAL für DIS J/ψ's 65
7.5.7 Raten des neuen JPSPACT Finders 65

8 Test des Triggerkonzepts 67

9 Zusammenfassung 68

Anhang A: Schätzung von Triggereffizienzen 69

1 Einleitung

Die Erforschung immer kleiner werdender Strukturen erfordert Beschleunigerexperimente mit Projektilen hoher Energie. Der Grund hierfür ist der umgekehrt proportionale Zusammenhang zwischen Impuls und Wellenlänge eines Teilchens. Bereits 1956 gelang es, mit einem Beschleuniger Substrukturen des Protons nachzuweisen. Im bis heute weitgehend widerspruchsfreien Standardmodell der Teilchenphysik besteht das Proton aus drei Quarks, welche durch die starke Wechselwirkung gebunden sind.
Beim HERA-Experiment treffen Proton und Elektron bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 300GeV aufeinander. In dieser Arbeit wird das Vektormeson J/ψ, welches aus einem charm-anticharm Quarkpaar besteht, näher untersucht. Das Elektron emittiert ein (virtuelles) Photon, dieses fluktuiert in ein virtuelles J/ψ, welches nach Wechselwirkung mit dem Proton reell wird. Die Zerfallsprodukte des J/ψ, Elektron und Positron, werden im Detektor nachgewiesen. Dem J/ψ gilt besonderes Interesse, weil die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Photon-Proton Schwerpunktsenergie im Widerspruch zum phänomenologischen Regge-Modell steht, welches für leichtere Vektormesonen (ρ,ω,ϕ) erfolgreich ist. Störungstheoretische Modelle der QCD für die J/ψ-Produktion stimmen besser mit dem Experiment überein und enthalten als Parameter die Gluondichte im Proton. Aus einer genauen Messung des Wirkungsquerschnitts ist die Gluondichte bestimmbar.
Die J/ψ-Produktion ist ein relativ seltener Prozeß, so daß differentielle Messungen des Wirkungsquerschnitts einen hohen statistischen Fehler enthalten. An diesem Punkt setzt diese Arbeit an: Es wird ein effizienter Trigger entwickelt, der sicherstellt, daß ein Großteil der aufgetretenen Ereignisse auch tatsächlich aufgezeichnet wird und analysiert werden kann.
Ein weiteres Heavy-Quarkonium, das aus den Quarks b und $\bar{b}$ gebildete ϒ, konnte bisher wegen fehlender Statistik noch nicht detailliert untersucht werden. Deshalb wird in dieser Arbeit darauf geachtet, daß der für J/ψ's entwickelte Trigger auch für ϒ-Produktion geeignet ist.
Nach einem theoretischen Überblick (Kap. 2) wird der Beschleuniger HERA (Kap. 3) sowie der Detektor des H1-Experiments (Kap. 4) vorgestellt. Danach wird auf das Triggersystem bei H1 näher eingegangen (Kap. 5). Mit Hilfe früherer J/ψ Selektionen und simulierten J/ψ und ϒ-Ereignissen, welche in Kap. 6 beschrieben sind, werden die neuen Trigger entwickelt (Kap. 7). Eine Selektion nach Installation der neuen Trigger überprüft deren Funktionsfähigkeit.

2 Theoretische Grundlagen zur J/ψ-Produktion

2.1 Entdeckung, Eigenschaften

Entdeckt wurde das J/ψ von zwei Arbeitsgruppen im Jahr 1974: Am BNL in der Reaktion $pBe \rightarrow e^+e^- + X$ [1] sowie am SLAC als Resonanz im totalen e^+e^--Wirkungsquerschnitt [2]. Außergewöhnlich ist die geringe Breite der Resonanz von nur 87keV, welche um Größenordnung unter der typischen hadronischen Zerfallsbreite von $O(100\text{MeV})$ liegt.
Das J/ψ ist ein gebundener charm/anti-charm Zustand $c\bar{c}$. Seine Masse beträgt $m_{J/\psi}$=3.097GeV. Es stimmt in den Quantenzahlen Gesamtdrehimpuls J, Parität P und Ladungskonjugation C mit dem Photon überein: $J^{PC}=1^{--}$.

2.2 Zerfall

Die eingeschränkten Zerfallsmöglichkeiten des J/ψ erklären die schmale Resonanz: Der naheliegende hadronische Zerfall in zwei Charm-Mesonen D ($c\bar{u}$) ist wegen der Energieerhaltung nicht möglich ($m_{D^0} = 1.86\text{GeV}$). Der häufigste hadronische Zerfall (ca. 3% der Zerfälle, Abbildung 1a) erfolgt in drei Pionen. Bei diesem Prozeß kommen die Quarks des Anfangszu-

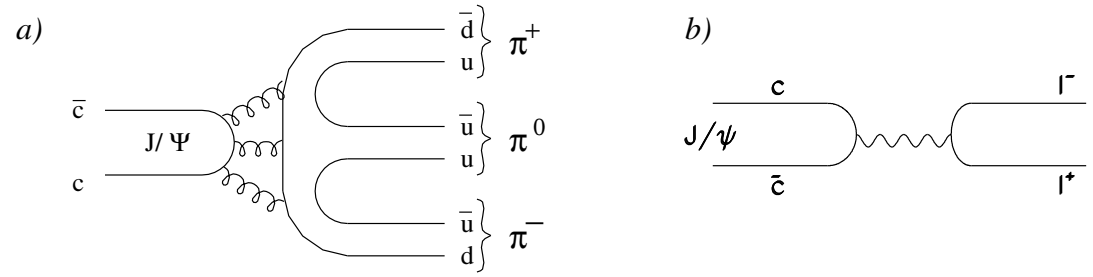


Abbildung 1: a) Ein OZI unterdrückter hadronischer Zerfall des J/ψ
b) Dominierender elektromagnetischer Zerfall in ein Leptonenpaar

standes im Enzustand nicht mehr vor und sind daher wegen der OZI-Regel [15] verboten. Der Prozeß ist aber durch Gluonaustausch möglich. Farberhaltung macht jedoch mindestens 2, C-Paritätserhaltung ein weiteres Gluon erforderlich, was diesen Prozeß unterdrückt ($\sim\alpha_s^3$).
Elektromagnetische Zerfälle über ein Photon in ein $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- Paar dominieren mit je 6% Zerfallswahrscheinlichkeit (Abbildung 1b). Auch wegen der einfachen Nachweisbarkeit sind sie von experimenteller Bedeutung.

2.3 Kinematik der J/ψ Produktion

In Elektron-Proton-Streuung kann die Produktion von J/ψ Mesonen in zwei Phasen aufgeteilt werden: Abstrahlung eines virtuelles Photons durch das Elektron und der Unterprozeß $\gamma p \rightarrow J/\psi + X$ (Abbildung 2).
Die relativistische Elektron-Proton Streuung wird zweckmäßigerweise mit Lorentzskalaren charakterisiert. Q^2 ist das negative Quadrat des Impulsübertrags auf das Elektron.

$$Q^2 = -q^2 = -(k' - k)^2 \tag{1}$$

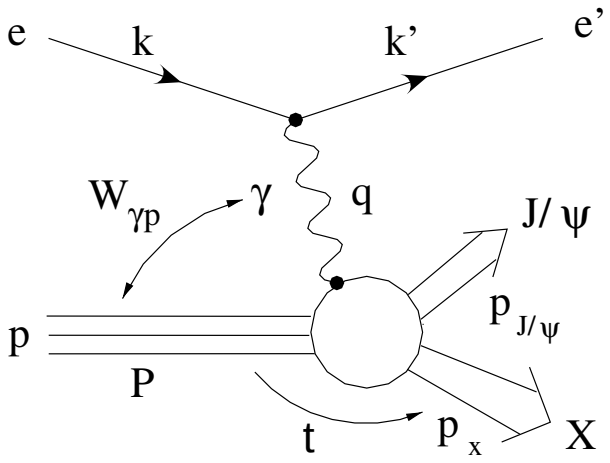


Abbildung 2: J/ψ-Erzeugung bei der ep-Streuung.

k' und *k* sind die Vierervektoren des aus- bzw. einlaufenden Elektrons. Eine weitere wichtige Größe ist die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}}$ von Elektron und Proton.

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

P bezeichnet den Viererimpuls des einlaufenden Protons. Im elastischen Fall ist X das auslaufende Proton. Liegt ein Proton-dissoziativer Prozeß vor, umfaßt X den hadronischen Endzustand ohne das J/ψ. Als Maß für die Inelastizität dient *y*:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{2q \cdot P}{s_{ep}} \tag{3}$$

Man kann *y* im Protonruhesystem als den relativen Energieübertrag des einlaufenden Elektrons auf das Proton interpretieren. Weiterhin wird die Bjorkensche Skalenvariable *x* verwendet. Im Quark-Parton-Modell wird die inelastische Streuung als eine elastische an einem Parton behandelt. Dabei ist *x* der Impulsanteil des streuenden Partons.

$$x = \frac{Q^2}{2(P \cdot k)} \approx \frac{Q^2}{y s_{ep}} \tag{4}$$

Auf ähnliche Weise sind Lorentzskalare für die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \mathrm{J/\psi} + X \tag{5}$$

definiert. $W_{\gamma p}$, die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie ist gleich der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes

$$W_{\gamma p}^2 = (P + q)^2 = m_p^2 + y s_{ep} - Q^2 \tag{6}$$

Analog zu Q^2 bei der Elektron-Proton-Streuung mißt man den Impulsübertrag bei der Photon-Proton-Streuung mit

$$t = (q - p_{\mathrm{J/\psi}})^2 = (P - p_x)^2 \tag{7}$$

Die Inelastizität *z* wird analog zu *y* definiert:

$$z = \frac{P \cdot p_{J/\psi}}{P \cdot q} \tag{8}$$

Als Transversalimpuls des Vektormesons p_t bezeichnet man die Impulskomponente senkrecht zur Photonrichtung im γp-Schwerpunktsystem bezeichnet. Mit den Näherungen $z \approx 1$ und $Q^2 \approx 0$ für den elastischen Fall erhält man aus (7)

$$t = -p_t^2 \tag{9}$$

2.4 Photoproduktion

Die Abstrahlung eines quasireellen Photons durch das Elektron in der Grenze $Q^2 = 0$ wird als Photoproduktion bezeichnet. Falls das gestreute Elektron nachgewiesen wird, erhält man Q^2 aus den experimentell zugänglichen Größen $E_l/E_{l'}$, den Energien des ein-/auslaufenden Elektrons und dem Polarwinkel des auslaufenden Elektrons:

$$Q^2 = 4E_l E_{l'}\left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^2 \tag{10}$$

Die Detektorgeometrie begrenzt das θ des nachgewiesenen gestreuten Elektrons auf 177.5°. Mit der Elektronenenergie von ca. 27.5GeV erhält man aus (10) die Nachweisgrenze $Q^2 < 1.2\text{GeV}^2$.
Dies wird als Grenze zwischen Photoproduktion und DIS (Deep Inelastic Scattering) betrachtet. Für J/ψ–Erzeugung in Photoproduktion kann man den ep-Wirkungsquerschnitt faktorisieren:

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma p}(Q^2, y)}{dy dQ^2} = f_{\gamma/e}(Q^2, y)\sigma_{\gamma p}(Q^2, y) \tag{11}$$

Der Flußfaktor $f_{\gamma/e}$ hat eine transversale und longitudonale Komponente. Bei kleinen Q^2 ist die Produktion von longitudinalen Photonen zu vernachlässigen. Eine gute Approximation für den Flußfaktor ist

$$f^T_{\gamma/e}(Q^2, y) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left((1 + (1-y)^2) - 2(1-y)\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right) \qquad Q^2_{min}(y) = m_e^2\frac{y^2}{1-y} \tag{12}$$

Die großen Flußfaktoren für kleine Q^2 führen zu einer guten Statistik bei den Photoproduktionsereignissen, mit welchen sich diese Arbeit hauptsächlich beschäftigt. Weil wegen fehlendem Nachweis des gestreuten Elektrons ein genauer Wert für Q^2 fehlt, wird der Flußfaktor über den gesamten für Photoproduktion möglichen Bereich von Q^2 integriert.

2.5 Modelle für die J/ψ-Erzeugung in γp-Streuung

2.5.1 Diffraktion

Bei der diffraktiven Streuung streuen die Stoßpartner ohne Austausch von Quantenzahlen (außer Drehimpuls) aneinander. Am einfachsten ist das aus der Optik entlehnte Modell der Streuung einer ebenen Welle der Intensität I und Wellenvektor k an einer kreisförmigen Scheibe mit Radius R:

$$\frac{d}{d\theta}I(\theta) = I_0\frac{[2J_1(kR\sin\theta)]^2}{[kR\sin\theta]^2} \approx I_0\left[1-\frac{R^2}{4}(k\sin\theta)^2\right] \tag{13}$$

J_1 ist die Besselfunktion erster Ordnung. Mit exponentiellen Näherung der Besselfunktion und mit $k\sin\theta = p_t$ sowie (9) erhält man das auf hadronische Streuung übertragene Modell [23]:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \sigma_0 e^{-b|t|} \tag{14}$$

Der Steigungsparameter ist im einfachsten Modell die Fläche des streuenden Scheibchens, welche der typischen Reichweite der starken Wechelwirkung entspricht. Messungen bei elastischer Proton-Proton-Streuung zeigen diffraktive Eigenschaften (Abbildung 3).

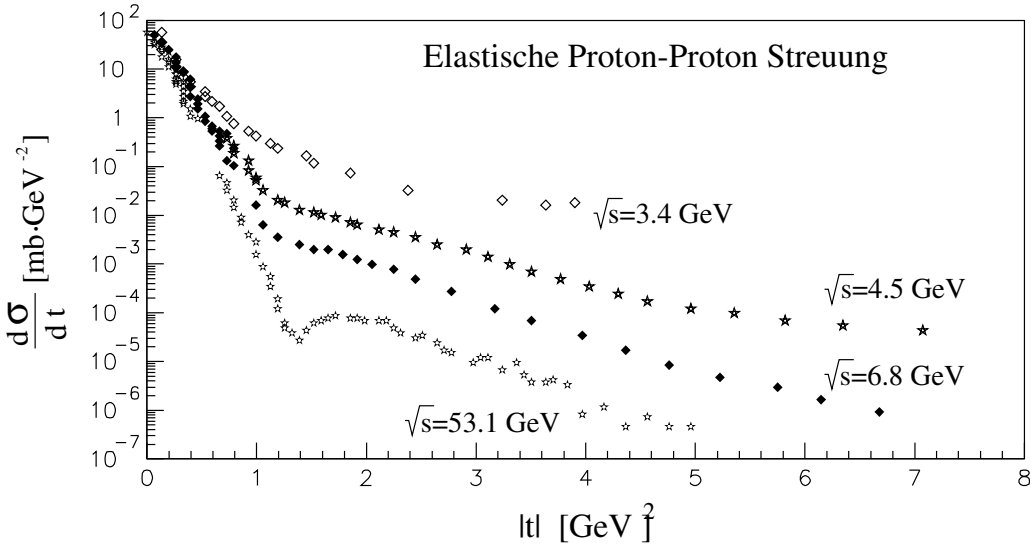


Abbildung 3: Diffraktive Effekte bei der Proton-Proton-Streuung (nach [10])

Man erkennt den exponentiellen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitt sowie ein sich entwickelndes Interferenzminimum bei hoher Schwerpunktsenergie. Bei größeren Energien erhält man größere Steigungsparameter *b*. Dies wird als *shrinkage* bezeichnet.

2.5.2 Vektormeson-Dominanz-Modell

Dieses Modell bestimmt den Wirkungsquerschnitt für die Fluktuation des Photons γ in ein Vektormeson *V* aus einen hadronischem Wirkungsquerschnitt. Das Photon besteht aus der Überlagerung der elektromagnetischen- und der Vektormesonen-Komponente

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{QED}\rangle + \sum_V \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{f_V}|V\rangle \tag{15}$$

Aus der Leptonische Zerfallsbreite Γ_{ll} und der Masse m_V kann die Kopplung f_V bestimmt werden [14]:

$$\frac{4\pi}{f_V^2} = \frac{3\Gamma_{ll}}{\alpha_{em}{}^2 m_V} \tag{16}$$

Damit bestimmt man den Wirkungsquerschnitt für die Fluktuation [3]:

$$\sigma(\gamma p \to Vp) = \alpha \frac{3\Gamma_{ll}}{\alpha_{em}{}^2 m_V} \sigma(Vp \to Vp) \tag{17}$$

Das Modell gibt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts gut wieder, nicht jedoch den Absolutwert, insbesondere bei den schweren Vektormesonen [7]. Daher wird die Normierung als freier Parameter betrachtet. Die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für transversale Photonen ergibt sich zu [28]

$$\sigma_T(Q^2) = \left(\frac{m_V^2}{Q^2 + m_V^2} \right)^{\eta} \sigma_T(0) \tag{18}$$

Die Theorie liefert η=2, reale Daten liefern ein η etwas über 2. Im Falle der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) trägt die longitudinale Komponente nur wenig zum Wirkungsquerschnitt bei.

2.5.3 Regge-Theorie

Dem s-Kanal des Prozesses $a + b \to c + d$ mit virtuellem Austauschteilchen ist ein t-Kanal $a + \bar{c} \to \bar{b} + d$ mit reellem Austauschteilchen zugeordnet [18]. Beide Prozesse besitzen eine gemeinsame Streuamplitude. Es wird in der Regge-Theorie die Grenze unendlicher s-Kanal Schwerpunktsenergie bei festem Impulsübertrag betrachtet. Mögliche Austauschteilchen sind die Mesonen π, ρ, ω etc. Trägt man für diese Teilchen Spin α gegen das Massenquadrat auf, liegen die Punkte auf einer Geraden mit $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$, der Regge-Trajektorie. Im Regge-Modell bestimmen der Spin-Achenabschnitt α_0 und die Steigung α' den Wirkungsquerschnitt. Man bezeichnet das auf diese Weise beschriebene "Austauschteilchen" mit $\alpha_0 \approx 0.5$ und $\alpha' \approx 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$ auch Reggeon. Bei HERA-Energien wird die Vektormeson-Produktion durch eine andere Regge-Trajektorie, dem Pomeron mit α_0=1.0808, ε=α_0−1 und α'=0.25GeV^{-2} [8] dominiert (Abbildung 4). Es liegt kein bekanntes Teilchen auf der Pomeron-Trajektorie; sie ist

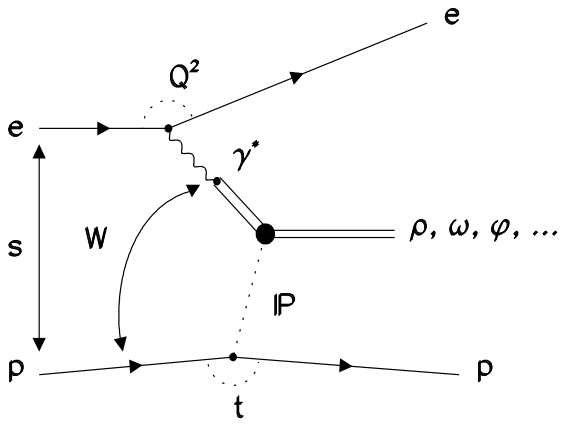


Abbildung 4: Elastische Vektormeson-Produktion im Regge/Vektormeson Dominanz Modell

an Streuexperimente angepaßt. Das optische Theorem verknüpft den elastischen und totalen Wirkungsquerschnitt. Auf die Vorhersage des Regge-Modells angewandt erhält man [21]:

$$\frac{d\sigma_{yp}}{dt} = \sigma_{yp}\big|_{t=0,\, W=W_0} \cdot e^{-b|t|} \cdot \left(\frac{W}{W_0} \right)^{4\varepsilon} \tag{19}$$

$$|b(W)| = |b(W_0)| + 2\alpha' \ln\left(\frac{W^2}{W_0^2}\right) \tag{20}$$

Aus diesen Gleichungen liest man wesentliche Eigenschaften des Modells bei Pomeron-Austausch ab:

- Exponentieller Abfall des Wirkungsquerschnitts mit t wie bei optischer Diffraktion.
- Der Parameter b nimmt logarithmisch mit der Schwerpunktsenergie zu: *shrinkage*.
- Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit $W^{0.32}$ bzw. mit $W^{0.22}$ bei Berücksichtigung von shrinkage zu.

Für das φ stimmt die Abhängigkeit $W^{0.22}$ mit den Messungen überein, beim J/ψ jedoch beobachtet man einen sehr viel steileren Anstieg mit $W^{0.9}$ (Abbildung 5). Bei Austausch eines Reggeons fällt der Wirkungsquerschnitt mit der Schwerpunktsenergie, was in der Abbildung bei kleinen Energien und leichten Vektormesonen zu erkennen ist.

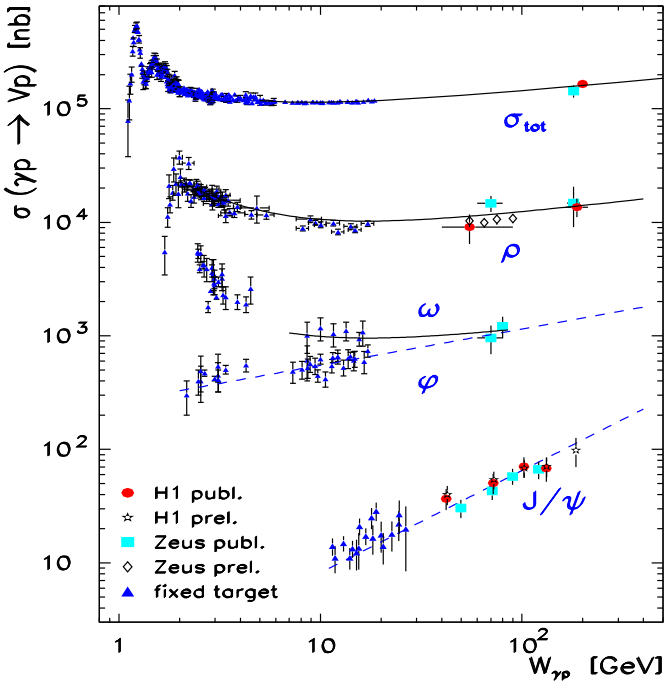


Abbildung 5: Wirkungsquerschnitte der Vektormeson-Erzeugung in Photoproduktion. Durchgezogene Linien entsprechen Regge-Parametrisierungen für Reggeon- und Pomeron-Austausch. Die gestrichentel Linien entsprechen $W^{0.22}$ bzw. $W^{0.9}$ (nach [9])

2.5.4 Ansatz der Quantenchromodynamik

Neben den eher phänomenologischen Modellen sind störungstheoretische Berechnungen in der QCD sind ein weiterer Ansatz zur Beschreibung der J/ψ Produktion (Ryskin-Modell [26]). Die beiden berücksichtigten Feynman-Graphen niedrigster Ordnung sind in Abbildung 6 dargestellt. Man erhält einen Ausdruck für differentiellen Wirkungsquerschnitt bei t=0 (Vorwärtsstreuquerschnitt) [26]:

$$\left.\frac{d\sigma_{yp}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{\Gamma_{ee} m_{J/\psi}^3 \pi^3}{48\alpha} \cdot \frac{\alpha_s^2(Q_{\text{eff}}^2)}{Q_{\text{eff}}^8} \cdot [xg(x, Q_{\text{eff}}^2)]^2 \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{m_{J/\psi}^2}\right) \tag{21}$$

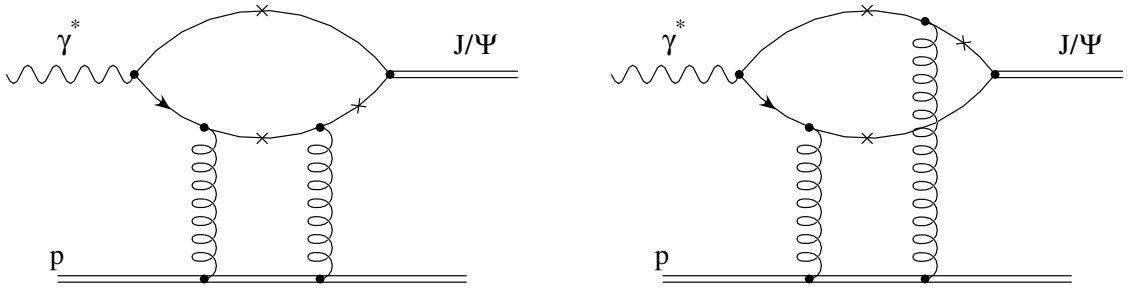


Abbildung 6: Die zwei Graphen niedrigster Ordnung bei der J/ψ-Erzeugung in QCD

$$\text{mit } Q^2_{\text{eff}} = \frac{Q^2 + m^2_{\text{J/}\psi}}{4} \qquad x = \frac{4Q_{\text{eff}}}{W^2} \tag{22}$$

Es werden in dieser Näherung nur Terme der Ordnung $\alpha_s \ln(Q^2_{\text{eff}}/\Lambda_{\text{QCD}})$ berücksichtigt. Der transversale Impuls eines Gluons wird vernachlässigt, ebenso die Fermibewegung der Charm-Quarks im J/ψ. Das J/ψ wird nichtrelativistisch behandelt; jedes Charm-Quark trägt die Hälfte des Impulses. Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß über t integriert werden. Die QCD macht keine Aussage über die t-Abhängigkeit. Nimmt man eine exponentielle t-Abhängigkeit an, so ergibt sich der Steigungsparameter als freier Parameter aus dem Experiment.

$$\sigma_{yp} = \frac{1}{b} \cdot \left.\frac{d\sigma_{yp}}{dt}\right|_{t=0} \tag{23}$$

Der QCD-Ansatz ermöglicht über (21) einen Zugang zur Gluonendichte $g(x, Q^2_{\text{eff}})$. Die quadratische Abhängigkeit von der Gluonendichte, welche für kleine x stark ansteigt, hat ein starkes Ansteigen des Wirkungsquerschnitts mit W zur Folge, welcher qualitativ in Übereinstimmung mit Messungen ist. *Shrinkage* wird in der QCD nicht erwartet.

2.5.5 Gegensätzliche Vorhersagen der Modelle

Regge-Modell und QCD machen unterschiedliche Vorhersagen:

	Regge-Modell	QCD
W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts	schwach	stark
Shrinkage	ja	nein

Tabelle 1: Vorhersagen von Regge-Modell und QCD

Im Experiment können damit die beiden Modelle gegeneinander getestet werden.

3 Der Speicherring HERA

HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage, Abbildung 7) besteht aus je einem Speicherring für Elektronen/Positronen (27.5 GeV) und Protonen (920 GeV). Vor der Injektion in HERA werden die Protonen in LINAC III, DESY III und schließlich in PETRA II auf 40 GeV vorbeschleunigt. HERA-p bringt die Protonen auf ihre Endenergie. Zur Strahlführung werden supraleitende

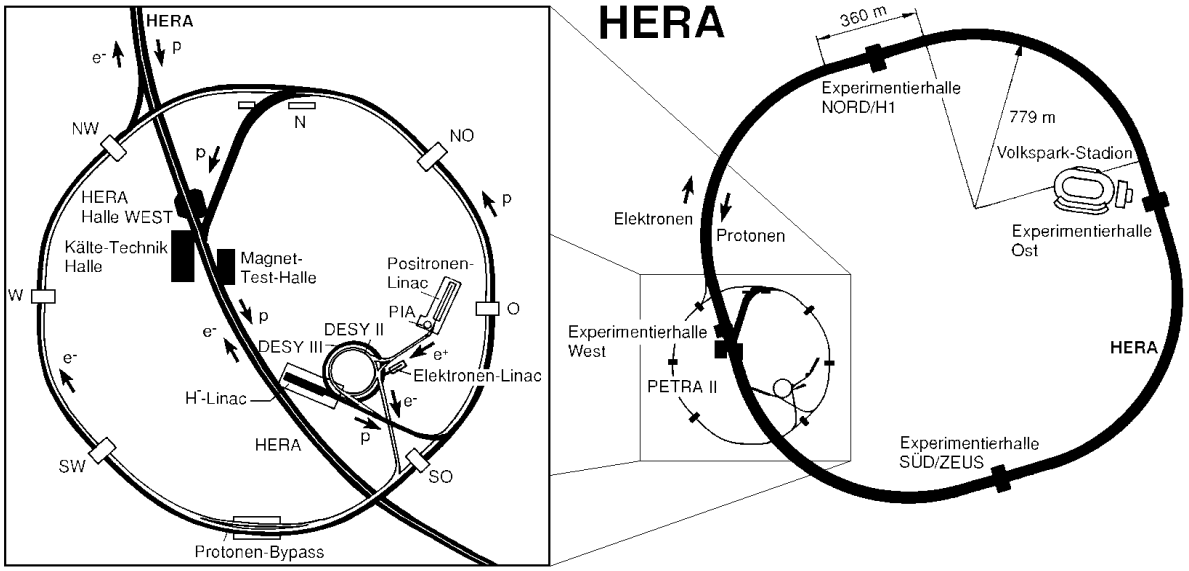


Abbildung 7: Überblick über den Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger

Magnete mit einem Feld von 4.65T verwendet. Auch die Elektronen werden, in LINACII, DESYII und PETRAII auf 12GeV vorbeschleunigt. Im Hauptspeicherring HERA-e genügen für die 27.5GeV Ablenkfelder von 0.165 T. Um die Elektronen trotz Synchrotronstrahlungsverlusten auf ihrer Energie zu halten, muß pro Umlauf und Elektron 127 MeV nachgeliefert werden. Die erforderliche Gesamtleistung liegt bei 13.2 MW.
In den Speicherringen sind die Elektronen und Protonen in Bündeln angeordnet. Als *bunch crossing* wird die Zeit zwischen zwei Bündelkollisionen bezeichnet. Sie beträgt bei HERA 96ns.
Die Zahl N der Ereignisse für eine *e-p*-Reaktion ist das Produkt aus der Luminosität L (Eigenschaft des Speicherrings) und dem Wirkungsquerschnitt σ (Eigenschaft des physikalischen Prozesses).

$$N = \sigma L \qquad L = f\frac{n_e n_p}{A} \tag{24}$$

A bezeichnet den Strahlquerschnitt, f die Bündeldurchdringungsfrequenz, n_e und n_p die Anzahl von Elektronen bzw. Protonen pro Bündel. Um einen Zugang zum Wirkungsquerschnitt σ zu erhalten, muß L genau gemessen werden. Damit auch seltene Reaktionen mit ausreichender Statistik untersucht werden können versucht man eine möglichst hohe Luminosität zu erzielen.
Die Experimente bei HERA sind H1 und ZEUS, welche Elektron-Proton Kollisionen bei hohen Schwerpunktsenergien von 300GeV untersuchen. HERMES dient der Bestimmung spinabhängiger Strukturfunktionen mit Hilfe des polarisierten Elektronenstrahls, der auf ein polarisiertes Gastarget gelenkt wird. HERA-B beschäftigt sich mit B-Zerfällen über die Analyse von Reaktionen von Halo-Protonen des Protonenstrahls mit Draht-Targets.

4 H1-Detektor

Im folgenden soll der H1-Detektor vorgestellt und auf die verwendeten Komponenten detaillierter eingegangen werden. Der schematische Aufbau des Detektors ist in Abbildung 8 gezeigt.

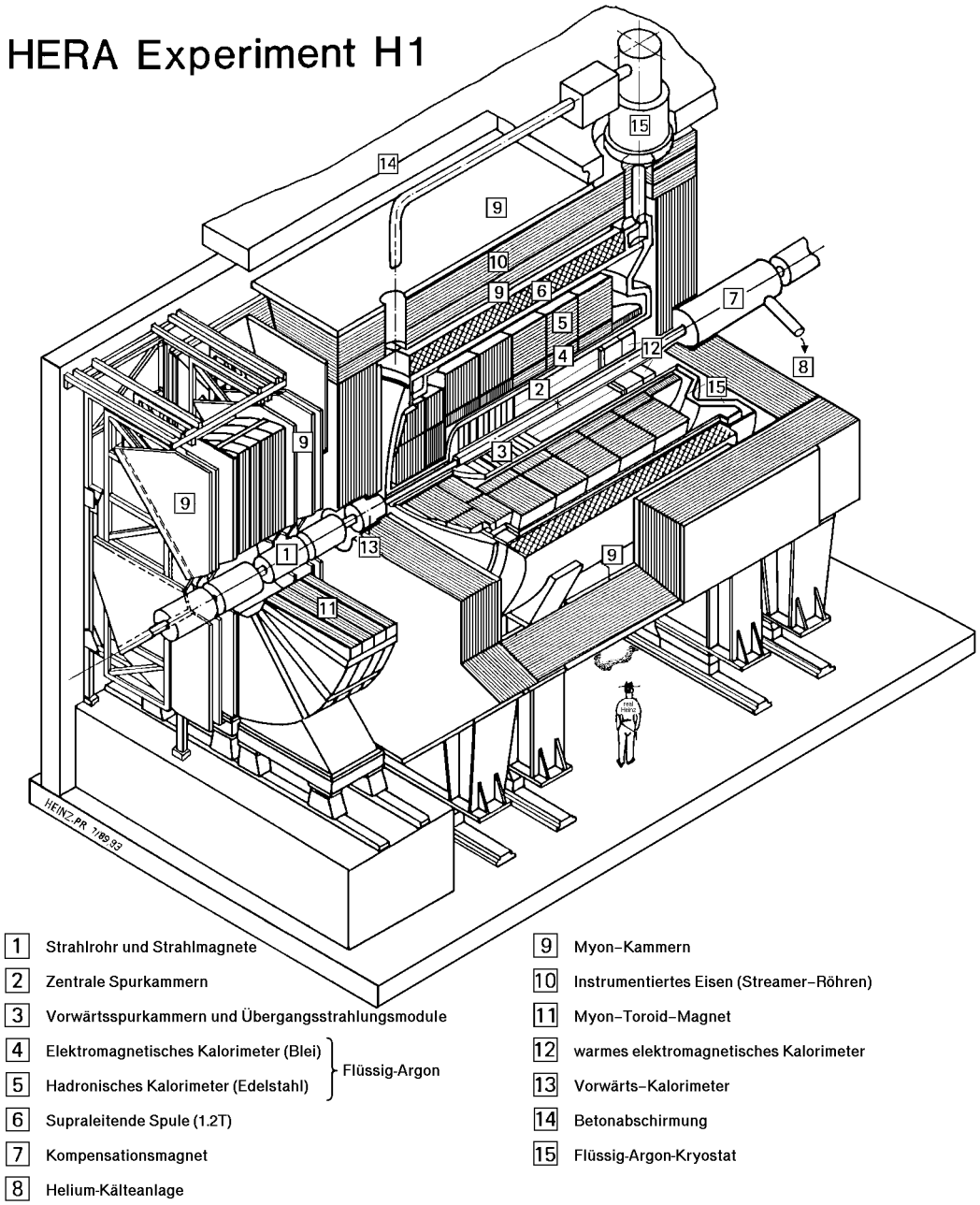


Abbildung 8: Der H1-Detektor

Ein großer Teil der Detektorkomponenten befindet sich in einem homogenen, axialen Magnetfeld von 1.2T, welches von einer supraleitenden Spule erzeugt wird. Der Ursprung des H1-Koordinatensystems liegt im nominellen Wechelwirkungspunkt (in Abbildung 8 durch ein Kreuz gekennzeichnet). Die z-Koordinate wird in Protonrichtung (im Bild von rechts nach links), y

nach oben und x in Richtung des Betrachters gemessen. Bezüglich der Protonflugrichtung wird der Polarwinkel θ definiert. Wie üblich bezeichnen r und φ die Polarkoordinaten in der xy-Ebene.

4.1 Die Spurkammern

Aufgabe der Spurkammern ist die Messung der Richtung und des Impulses geladener Teilchen. Des weiteren läßt sich ein Ereignisvertex rekonstruieren. Abbildung 9 und Abbildung 10 zeigen den Aufbau des Spurkammersystems.

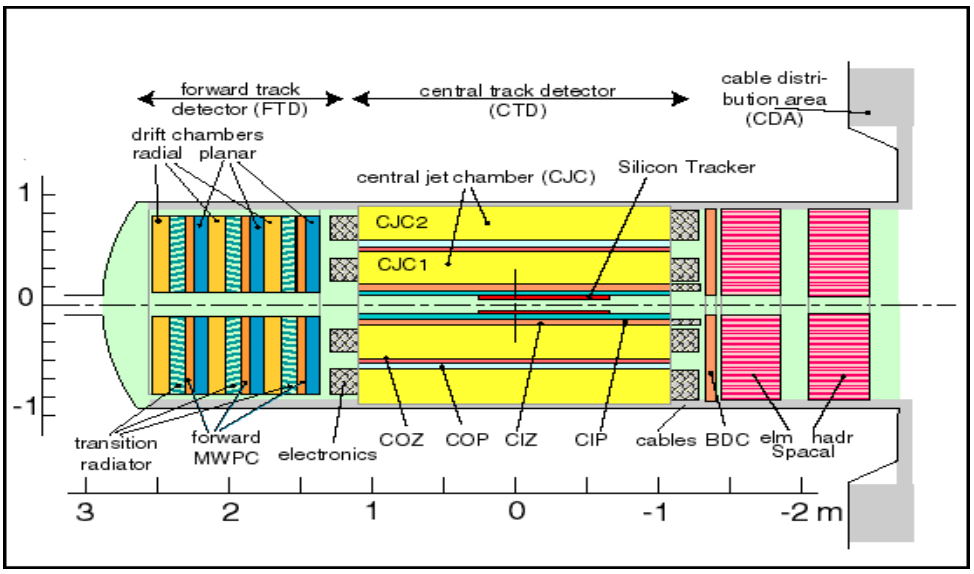


Abbildung 9: Seitenansicht der Spurkammern

Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 (Central Jet Chambers) und die z-Kammern CIZ und COZ (Central Inner/Outer Z-Chambers) decken einen Polarwinkelbereich von etwa 20° bis 160° ab. In den CJC's sind die Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt (siehe Abbildung 10). Aus Driftzeitmessungen erhält man eine genaue Ortsbestimmung der Spurpunkte in der $r\varphi$–Ebene von 145µm. Aus der Laufzeitdifferenz der Signale an den beiden Drahtenden erhält man die z-Koordinate der Spur, allerdings nur mit einer Genauigkeit von 22mm. Impuls und Ladungsvorzeichen wird aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt (Genauigkeit $\Delta p/p \approx 0.003\,p\,[\mathrm{GeV}]$). Der Energieverlust dE/dx eines Teilchens pro Weg in den Spurkammern hängt im wesentlichen von der Masse, der Ladung und dem Impuls des Teilchens ab. Bei Teilchenenergien unter ca. 1GeV können durch eine dE/dx-Messung Pionen, Kaonen und Protonen getrennt werden.
Die Auflösung in z-Richtung kann durch die z-Kammern CIZ und COZ deutlich verbessert werden. Diese sind in φ-Richtung in Sektoren, in z-Richtung in Driftzellen unterteilt. Jede Zelle enthält 4 Drähte senkrecht zur Strahlachse. Durch Messung der Driftzeit erreicht man eine Auflösung von 260µm (CIZ) bzw. 200µm (COZ).
Ergänzt wird das zentrale Spurkammersystem durch die Proportionalkammern CIP und COP (Central Inner/Outer Proprtional Chamber). Sie haben eine Granularität von 16 in φ-Richtung und 60 (CIP) bzw. 18 (COP) in z-Richtung. Diese Kammern werden wegen ihrer hohen Geschwindigkeit vor allem im Trigger eingesetzt.
Der Bereich von θ=154°-177° wird durch eine rückwärtige Driftkammer (BDC) abgedeckt. Die

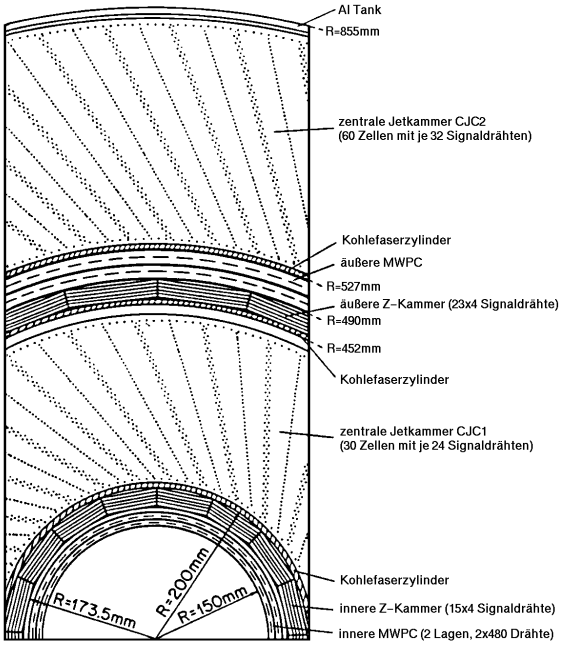


Abbildung 10: Radialansicht der Spurkammern

Winkelauflösung beträgt azimutal 2mm und radial 0.4mm.
Die Vorwärtsspurkammern im Winkelbereich θ=5°-25° bestehen aus drei Modulen. Jedes Modul enthält neben einem Detektor für Übergangsstrahlung eine radiale, eine planare Driftkammer und eine Proportionalkammer. Die Akzeptanzbereiche der vorderen und zentralen Spurkammern überschneiden sich. In diesem Bereich werden zur besseren Spurrekonstruktion die Spursegmente beider Detektorkomponenten verknüpft. Beschreibungen der Spurkammern finden sich in [30] und [23].

4.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Zur Energiemessung der erzeugten Teilchen wird ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) verwendet, das den großen Winkelbereich von θ=4°-153° abdeckt. Absorberplatten aus Blei im elektromagnetischen bzw. Stahl im hadronischen Teil wechseln schichtweise mit dem aktiven Ionisationsmaterial, flüssigem Argon. Abbildung 11 zeigt die Segmentierung in acht Räder (BBE...IF) sowie die Orientierung der Absorberplatten in den Segmenten. Das Kalorimeter besteht aus 45000 Zellen, was eine gute Ortsauflösung ermöglicht. Anhand des Schauerprofils können elektromagnetische von hadronischen Schauern, welche breiter sind und tiefer in das Kalorimeter eindringen, unterschieden werden. Die relative Energieauflösung beträgt ca. $0.11/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$ für elektromagnetische und $0.5/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$ für hadronische Schauer. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters entspricht ca. 20 bis 30 Strahlungslängen X_0. Das gesamte Kalorimeter hat eine Dicke von 5 (Zentralbereich) bis 8 (Vorwärtsbereich) hadronischen Wechelwirkungslängen λ.

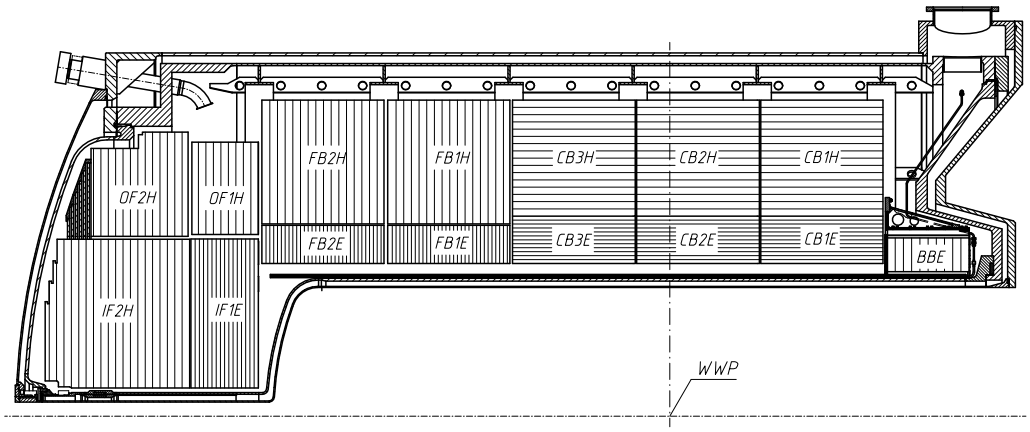


Abbildung 11: Seitenansicht des LAr-Kalorimeters

4.3 Das SpaCal

Beim SpaCal (Spaghetti Calorimeter, Abbildung 12, [16], [23]) handelt es sich um ein Blei-

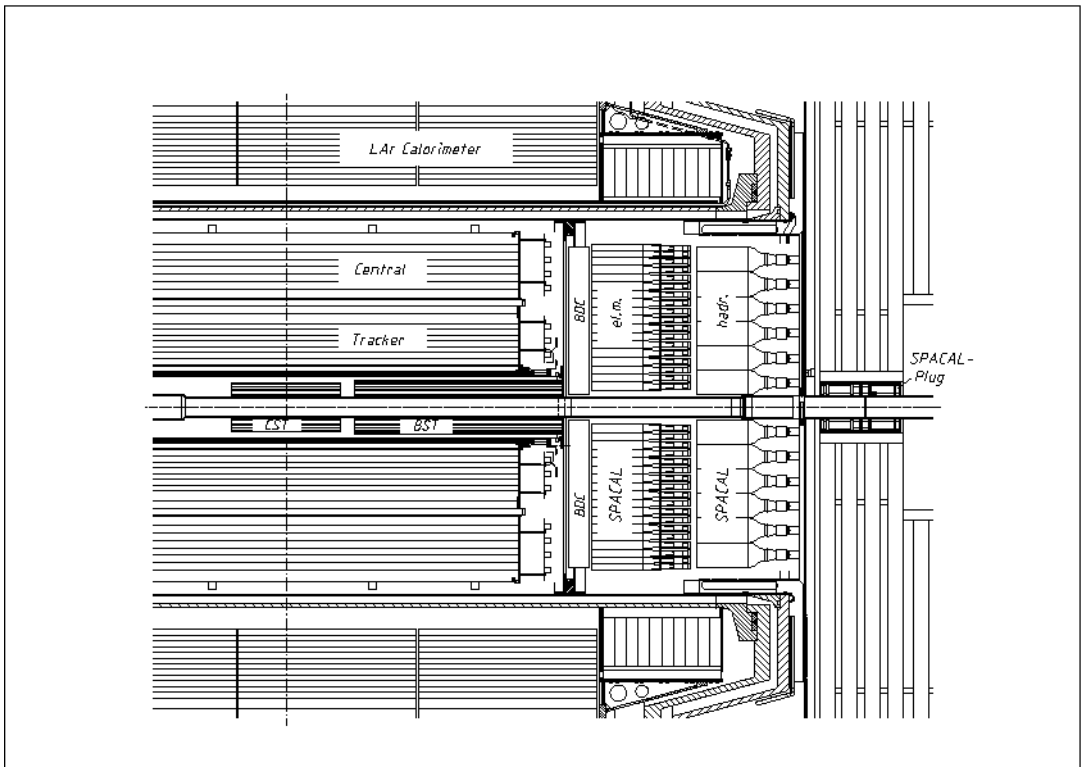


Abbildung 12: Seitenansicht des SpaCal-Kalorimeters

Szintillations-Kalorimeter. Die Auslese erfolgt über optische Fiberstränge mit 0.5mm Durchmesser. Näher am Wechelwirkungspunkt befindet sich der elektromagnetische, dahinter der hadronischen Teil des Spacals, welcher auch Ausläufer elektromagnetischer Schauer mißt (Dicke des elektromagnetischen Teils 28 Strahlungslängen X_0; Gesamtdicke 2 Absorptionslängen λ). Die beiden Teile unterscheiden sich durch das Verhältnis von Absorbermaterial zu Szintillati-

onsfasern sowie die Zellgröße, zu denen die Fasern zusammengefaßt werden. Die Zellgröße im elektromagnetischen Teil ist 40.5mm^2. Durch sie wird der Polarwinkelbereich von 153° bis 177.5° abgedeckt. Geringes Rauschen sowie die sehr gute Zeitauflösung von 1ns zeichnen das Spacal aus. Ringförmige Szintillatoren direkt am Strahlrohr stellen fest, ob die gesamte Energie im Spacal erfaßt wird [11]. Sie haben eine Veto-Funktion, ebenso wie Flugzeitmessungen des hadronische SpaCals, mit der Protonstrahl-Untergrundereignisse erkannt werden: Reaktionsprodukte einer Reaktion am nominellen Wechelwirkungsort zum Zeitpunkt des *bunch crossing* müssen innerhalb eines Zeitfensters das Spacal erreichen.

4.4 Das Myonsystem

Außerhalb der supraleitenden Spule befindet sich ein Eisenjoch zur Rückführung des Magnetflusses. Zur Identifikation von Myonen und Messung der Restenergie hadronischer Schauer ist das Eisenjoch mit Streamerrohrkammern instrumentiert; daher wird das Myonsystem [29] auch instrumentiertes Eisen genannt. Die Polarwinkelakzeptanz beträgt 5°-171°. Wegen des vor den Myonkammern liegenden Materials können Myonen erst ab ca. 1.5 GeV nachgewiesen werden.

4.5 Luminositätsmeßsystem

Über den theoretisch gut bekannten QED-Prozeß $ep \rightarrow ep + \gamma$ (Bethe-Heitler-Prozeß [5]) wird die Luminosität gemessen [23]. Ein Elektrondetektor bei z=-33m und ein Photondetektor bei z=-103m stellen bei koinzidentem Ansprechen ein solches Ereignis fest. Der Untergrund (ca. 10%) besteht hauptsächlich aus Bremsstrahlungsereignissen mit dem Restgas $eA \rightarrow eA\gamma$ und kann durch Abschalten des Protonenstrahls ermittelt werden.

5 H1-Triggersystem

Aufgabe des Triggersystems ist es, physikalisch relevante ep-Kollisionen zu selektieren, welche um Größenordnungen seltener sind als die Untergrundereignisse, welche mit einer Rate von ca. 100kHz auftreten. Die Ausgangsrate des Triggersystems darf höchstens ca. 10Hz betragen; mit dieser Rate werden die Ereignisse permanent auf Magnetbänder gespeichert. Die Rate wird in mehreren Stufen reduziert. Von Stufe zu Stufe erhöht sich die Komplexität der Triggeralgorithmen, die zur Verfügung stehenden Informationen über das Ereignis sowie die für die Entscheidung benötigte Zeit. Auf diese Weise werden die zeitintensiven Trigger der höhere Stufen nur dann benutzt, wenn das Ereignis auf niedrigerer Stufe nicht verworfen wurde. Die Totzeit, in der die Datennahme unterbrochen ist, wird minimiert. Bei HERA werden eine Vielzahl verschiedener Prozesse untersucht, welche in Physikklassen aufgeteilt werden. Auf jeder Stufe sind auf bestimmte Physikklassen spezialisierte Trigger parallel im Einsatz.

5.1 Gesamtkonzept

Der Trigger muß in der Lage sein, zu jedem *bunchcrossing* (B.C.) ein mögliches Ereignis zu erkennen. Die Zeit zwischen zwei B.C. (96ns) ist aus technischen Gründen nicht für eine zentrale Triggerentscheidung ausreichend. Die erste, schnellste Stufe L1 des Triggersystems benötigt 24 B.C. (2.3µs). Daher wird die gesamte Detektorinformation von 24 aufeinanderfolgenden B.C. in einer Pipeline gehalten, bis die L1 Entscheidung gefällt wurde. Die L1 Entscheidungen basieren auf einzelnen Detektorkomponenten mit einfachen logischen Verknüpfungen. Falls L1 triggert, wird die Datennahme gestoppt und die Totzeit des Detektors beginnt. Die zweite Stufe L2 wird nun aktiv. Sie verwendet die gleiche Informationsgrundlage wie die Stufe L1, denn eine komplette Datenauslese ist sehr zeitaufwendig. Der Vorteil gegenüber L1 besteht in der Verwendung komplexerer Algorithmen: Der topologische Trigger (L2TT) nützt Mustererkennung in Bitfeldern für seine Entscheidung. Ein neuer, in der Hochenergiephysik erstmalig eingesetzter Trigger basiert auf der Architektur Neuronaler Netze (L2NN). Nach 20µs muß die L2 Entscheidung abgeschlossen sein. Fällt sie positiv aus, wird die vollständige Detektorinformation ausgelesen und die Stufe L4, bestehend aus einer Mikroprozessorfarm, führt eine Rekonstruktion des Ereignisses durch, anhand der schließlich entschieden wird, ob das Ereignis auf Band (Rohdaten) geschrieben wird. Dafür werden ca. 100 ms benötigt. Die geplante Stufe L3, bestehend aus einem Mikroprozessor, der ohne komplette Datenauslese arbeiten sollte, ist nicht im Einsatz.
Die Triggersysteme der einzelnen Detektorkomponenten stellen die L1 Triggerelemente (TE) zur Verfügung. Aus diesen werden durch logische Verknüpfungen verschiedene L1 *raw subtrigger* (ST) gebildet. Der *actual subtrigger* hat für jedes p-te getriggerte und jedes o-te verworfene Ereigness des *raw subtriggers* den logischen Wert 1. p ist der *prescale*-, o der *override*-Faktor. Ein hoher *prescale* ermöglicht die Anpassung der Rate und Totzeit an den einzelnen *subtrigger*. Der *override* dient der Überprüfung der Triggerentscheidung über verworfene Ereignisse. Alle *actual subtrigger* bilden, ODER-verknüpft, die globale L1 Triggerentscheidung. Auf Stufe 2 gibt es im Prinzip dieselbe logische Struktur, jedoch entspricht meist ein Subtrigger genau einem Triggerelement. Vor der Bildung der actual Subtrigger wird bei L2 noch die Validierung durchgeführt: Jedem L2 ST ist eine Auswahl von L1 ST's zugeordnet. Nur wenn mindestens einer dieser L1 ST und der L2 ST anspricht, triggert der validierte L2 ST. Dies ermöglicht es, L2 Trigger (z.B. neuronale Netze) speziell an bestimmte L1 Subtrigger mit hoher Rate anzupassen.
Stufe 4 besteht aus einem Fortran-Programm, in dem verschiedene sogenannte *finder* aufgeru-

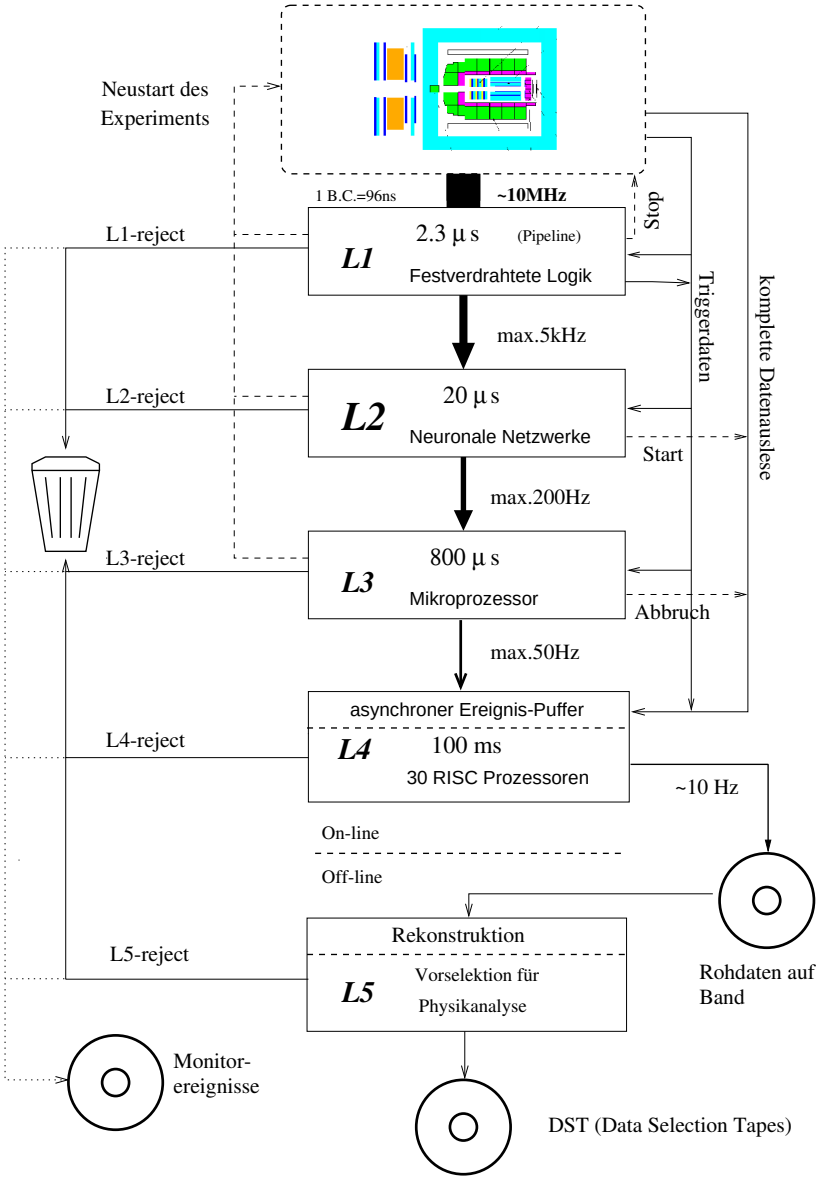


Abbildung 13: Trigger- und Datennahme beim H1-Experiment

fen werden. Jeder *finder* selektiert Ereignisse für eine bestimmte Physikklasse. Auch hier gibt es das Konzept der Validierung mit L1 Subtriggern.
Alle auf Band geschriebenen Ereignisse werden anhand ihrer *run*- und *event*-Nummer identifiziert. Innerhalb eines *runs* herrschen in etwa gleiche äußere Bedingungen; die *events* werden fortlaufend gezählt. Jedem *run* ist eine Phase zugeordnet, die verschiedene Strahlbedingungen kennzeichnet (unterschiedliche Luminosität, Untergrund ..). Von den Phasen hängt z.B. ab, welche Detektorkomponenten eingeschaltet sind und welche *prescale*-Faktoren die einzelnen Subtrigger erhalten.
Die Rohdaten auf Band werden offline weiter verarbeitet. Zunächst werden in einer Rekonstruktion physikalisch relevante Daten wie z.B. Spuren extrahiert und in POT's (Physics Output Tapes) geschrieben. Für die Physikanalyse stehen die Daten nach Komprimierung in den DST's (Data Selection Tapes) zur Verfügung.
Gelegentlich werden ungefilterte Daten einer Triggerstufe benötigt, z.B. zur Analyse einzelner

Detektorkomponenten oder zur Beschaffung von Trainingsdaten für Neuronale Netze. Dafür werden bei speziellen *transparent runs* einzelne Triggerstufen abgeschaltet.
Informationen über das Triggerkonzept findet man in [16], [29] und [30].

5.2 L1 Trigger

Die für diese Arbeit wesentlichen Triggerelemente der ersten Stufe sollen nun näher erläutert werden.

5.2.1 Zentraler Spurtrigger DCRϕ

Von der zentralen Spurkammer CJC1 und CJC2 werden 10 von 56 Drahtlagen für den Spurtrigger DCRϕ verwendet [27], [29]. Das Trefferbild wird mit vorgegebenen Masken für positive und negative Spuren verglichen. Auch bezüglich des Transversalimpulses werden die Spuren unterschieden. Folgende Triggerelemente stehen zur Verfügung:

- DCRPh_Ta, DCRPh_Tb: mindestens eine/zwei nachgewiesene Spuren
- DCRPh_TNeg, DCRPh_TPos: mindestens eine Spur mit negativer/positiver Ladung
- DCRPh_THig: mindestens eine Spur mit Transversalimpuls p_t>800MeV
- DCRPh_TLow: mindestens eine Spur mit 400MeV<p_t<800MeV

Die Triggerwahrscheinlichkeit für ein Teilchen mit p_t>400MeV und θ zwischen ca. 30° und 150° beträgt etwa 85-90%.

5.2.2 z-Vertex-Trigger

Aus je zwei koinzidenten Treffern in den Proportionalkammern CIP und COP/FPC (vordere Proportionalkammer) wird ein Strahl gebildet, welcher auf die Strahlachse extrapoliert wird und dort einen Eintrag in das z-Vertex Histogramm erzeugt [4] (siehe Abbildung 14). Das Histogramm besteht aus 16 *bins* und hat eine Ausdehnung von ±40 cm um den nominellen Wechelwirkungspunkt. Die gebildeten Triggerelemente sind [6],[24]:

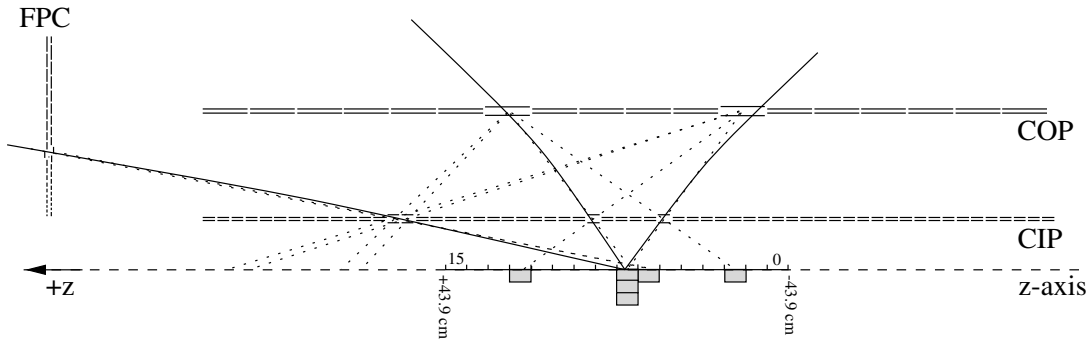


Abbildung 14: Konstruktion des z-Vertex Histogramms aus CIP, COP und FPC

- zVtx_Ta: Mindestens ein Strahl
- zVtx_mul: Verschlüsselt die Zahl der Einträge.
  0 oder 1: 0-5 Einträge
  2 oder 3: 6-10 Einträge
  4: 11-100 Einträge, Peak bei 1-10
  5: 11-100 Einträge, Peak bei 11-255

5: 101-x Einträge, x wählbar (ca. 200)
6 (x+1)-4095 Einträge

- zVtx_Cls: Alle Einträge befinden sich in vier benachbarten bins
- zVtx_sig: Signifikanz des Peaks
- 0: Kein signifikanter Peak
  1: Erkennbarer Peak: Ähnliches Kriterium wie 2), welches jedoch bei wenigen Eintraegen abgeschwächt ist

  2: Signifikanter Peak nach der Formel $\frac{\text{peak} - \text{background}}{\sqrt{\text{peak}}} > 1.5$ Dabei ist

  $$\text{background} = \frac{1}{15}\sum \text{alle bins ohne peak}$$

  3: Größere Signifikanz als bei 2. Das Kriterium wurde durch Training eines neuronalen Netzes ermittelt.

5.2.3 SpaCal-Trigger

Der elektromagnetische Teil des SpaCals ist aus quadratischen Modulen mit Seitenlänge 40.5mm aufgebaut (Abbildung 15). Zu Triggerzwecken werden aus 2x2 Modulen Analogsummen gebildet. Von diesen werden nochmals je 4 zu Triggermodulen aufsummiert. Dadurch, daß der Überlapp der Triggermodule größer als die typische elektromagnetische Energiedepositioin (*cluster*) sind, ist gewährleistet, daß ein Cluster mindestens in einem Triggermodul vollständig enthalten ist. Deswegen gibt es an den Modulgrenzen keine Triggereffizienzeinbußen.

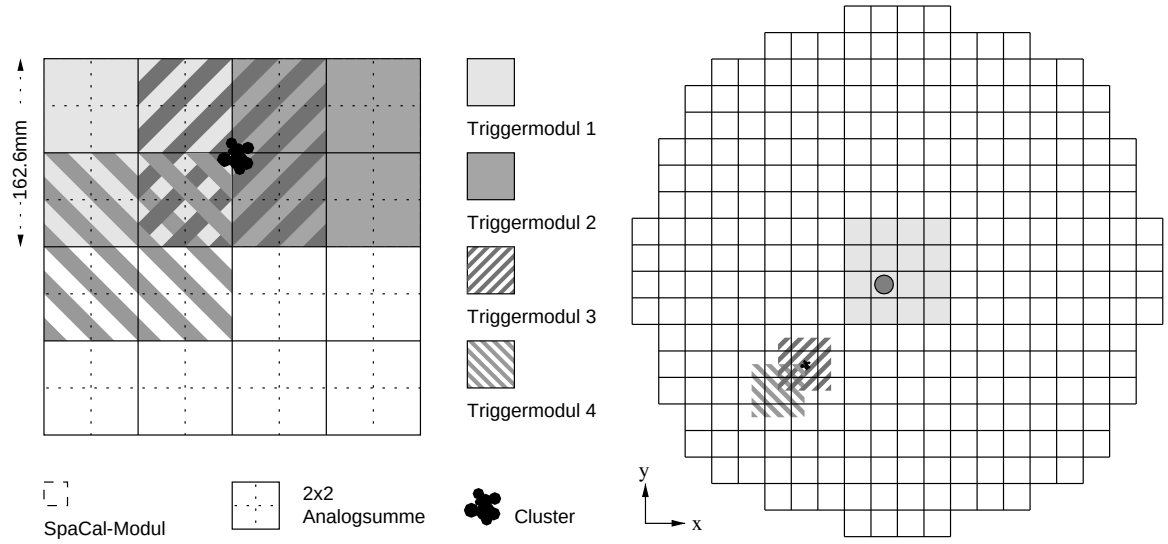


Abbildung 15: Erzeugung der SpaCal-Triggersignale. (nach [23])

Es werden Triggerelemente für das inneren Quadrat und den Rest des SpaCals gebildet. Der Vergleich der Signale der Triggermodule mit 3 Schwellen liefert die Clusterbits. Die hohe Zeitauflösung wird ausgenutzt um Energiendepositionen nur innerhalb eines durch die ep Wechelwirkung definierten Zeitfensters (“TOF”, Time of Flight) zu messen.
Die gebildeten Triggerelemente sind:

- SPCLe_IET: Dieses TE nimmt Werte zwischen 0 und 3 an, entsprechend den Schwellen bei ca. 0.5GeV, 1.7GeV und 5.2 GeV
- SPCLe_IET_CEN_1, SPCLe_IET_CEN_2, SPCLe_IET_CEN_3: Triggerbits für die drei Schwellen im zentralen Quadrat des Spacal (grau getönte Fläche in Abbildung 15 rechts).

- Die TE SPCALe_ToF_E_1 (SPCALe_ToF_E_2) werden gesetzt, wenn Energien > 7GeV (10-15 GeV) innerhalb des Zeitfensters im Spacal registriert werden. Die Elemente SPCAL_AToF_E_1, SPCAL_AToF_E_1 markieren Energiedepositionen außerhalb des Zeitfensters für *ep*-Wechelwirkung. Entsprechende Trigger gibt es auch für den hadronischen Teil des SpaCals.

5.3 Neuronaler Trigger der Stufe L2

Der Triggerstufe 2 stehen im Prinzip alle Informationen der ersten Triggerstufe zur Verfügung, aus denen die L1 Triggerelemente gebildet wurden. Diese Stufe soll unter Verwendung komplexerer Algorithmen als die Bildung von logischen Verknüpfungen aus Triggerelementen eine Ratenreduktion bewirken. Auf L2NN sind hauptsächlich neuronale Netze implementiert, welche nun diskutiert werden.

5.3.1 Neuronale Netze

Künstliche Neuronale Netze orientieren sich an dem biologischen Vorbild [25]. Ein Neuron empfängt Signale über seine Dendriten von anderen Neuronen. Die Kontaktstellen zu anderen Neuronen werden Synapsen genannt. Im Zellkörper werden die für die Funktion des Neurons notwendigen Stoffe produziert. Über das Axon werden Ausgangssignale des Neurons an weitere Nervenzellen geleitet. Die Signalübertragung innerhalb der Zelle findet über elektrochemische Impulse (Aktionspotentiale) statt, welche sich wellenartig ausbreiten. Information wird durch die Frequenz der Aktionspotentiale übertragen. Die Informationsverarbeitung einer Nervenzelle besteht im wesentlichen aus einer Summation der einlaufenden Signale zur Aktivität der Zelle. Überschreitet die Aktivität eine Schwelle, sendet das Axon der Zelle ein Aktionspotential. Eine Gewichtung der Verbindungen zwischen den Nervenzellen findet durch die Synapsen statt. Diese leiten die Aktionspotentiale mit unterschiedlicher Effizienz weiter, können aber auch hemmend wirken. An den Synapsen findet auch Informationsspeicherung statt: Ihre Effizienz wird z.B. beim Lernen permanent geändert.
Das erste, am biologischen Vorbild orientierte, Modell eines Neurons stammt von McCulloch und Pitts [20]. Ein ähnliches Modell wird in dieser Arbeit verwendet (Abbildung 16a): Die Ak-

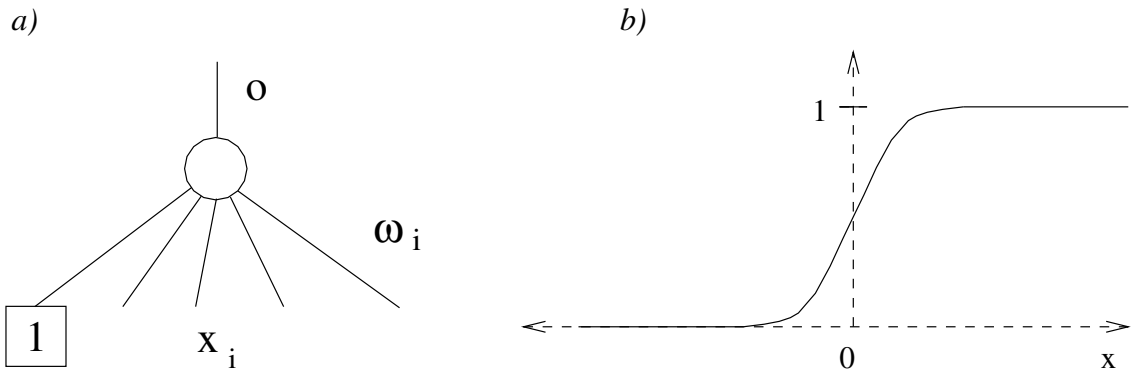


Abbildung 16: a) Neuronenmodell; b) Sigmoidfunktion

tivität *a* des Neurons ist die gewichtete Summe der Eingänge x_i. Nach Anwendung der Sigmoidfunktion (Abbildung 16b) auf die Aktivität erhält man die Ausgabe des Neurons:

$$a = \sum_i \omega_i x_i \qquad o = g(a) \tag{25}$$

$$g(a) = \frac{1}{1 + e^{-a}} \tag{26}$$

Ein zusätzlicher Eingang des Neurons hat den festen Wert 1. Dadurch wird das Schwellenverhalten der natürlichen Neuronen modelliert. Die Höhe der Schwelle legt das Gewicht des zusätzlichen Eingangs fest.
Zur Bildung eines Netzes werden die Neuronen (Knoten) in drei Lagen angeordnet. Information wird nur in einer Richtung von der niedrigeren zur höheren Ebene weitergeleitet, daher der Name ‘feedforward’. Es konnte unter wenig einschränkenden Randbedingungen gezeigt werden [12,13,17], daß jede kontinuierliche Funktion durch ein dreilagiges Netz approximiert werden kann. Die erste Lage entspricht dem Eingabevektor des Netzes. Jeder Knoten liefert als Ausgabe eine Komponente des Eingabevektors. In der zweiten (versteckten) Lage verarbeitet jeder Knoten alle Ausgaben der ersten Lage. Die dritte Lage, welche bei Triggern nur aus einem Ausgabeneuron besteht, bildet aus den Knoten der versteckten Schicht die Netzausgabe (Abbildung 17).

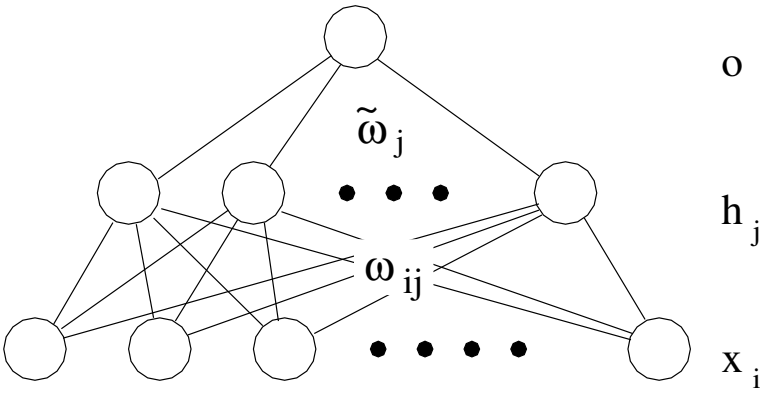


Abbildung 17: Ein dreilagiges Feedforward-Netzwerk.

Die Ausgaben des Netzes werden durch

$$o = g\left(\sum_{j=0}^{m} \tilde{\omega}_j h_j\right) \qquad h_j = g\left(\sum_{i=0}^{n} \omega_{ij} x_i\right) \tag{27}$$

berechnet. Bei Verwendung als Trigger gibt es nur eine Ausgabe o, die beim Überschreiten einer Schwelle $t \Rightarrow o > o_{cut}$ das Triggersignal auslöst.
Das Berechnungsmodell enthält die Gewichte ω als freie Parameter, welche an das Problem angepasst werden müssen. Diese anhand von Beispieldaten zu ermitteln ist Aufgabe des Netztrainings.

5.3.2 Netztraining, Backpropagation-Lernalgorithmus

Die Funktion, die das Netz approximieren soll, ist nur durch Beispiele bekannt: Bei einer Triggeranwendung soll das Neuronale Netz für Ereignisse aus der Physik-Klasse den Wert Eins, für Background-Ereignisse den Wert Null ausgeben. Die zugehörigen Eingabegrößen des Netzes werden berechnet. Man benötigt Beispiele für die zu triggernde Physik-Klasse aus bisherigen

Selektionen. Background-Ereignisse, welche vom Netz verworfen werden sollen, kann man aus *transparent runs* erhalten. Die Gewichte müssen so gewählt werden, daß die Netzausgabe für die Beispiele möglichst nahe der Soll-Ausgabe ist.
Die Beispiele werden in Trainings- und Testdaten aufgeteilt. Die Trainingsdaten werden zur Bestimmung der Gewichte verwendet. Anhand der Testdaten wird die Qualität des Netzes überprüft, denn bei einer zu großen Zahl verteckter Knoten besteht die Gefahr, daß beim Training die Beispiele auswendig gelernt werden. Die Netzqualität ist dann nur für die Trainingsbeispiele gut, nicht jedoch für unabhängige Testdaten, welche aufgrund statistischen Fluktuationen im Detail von den Trainingsdaten abweichen.
Im Backpropagation-Algorithmus [33] wird zunächst ein geeignetes Fehlermaß definiert:

$$E_{sum}(\omega) = \frac{1}{2}\sum_{l=1}^{N}(y^l - o^l(\omega))^2 \qquad E_l(\omega) = \frac{1}{2}(y^l - o^l(\omega))^2 \tag{28}$$

N ist die Zahl der Beispiele, y^l und o^l die gewünschte bzw. tatsächliche Ausgabe des Beispiels l. E ist eine hochdimensionale Funktion aller Gewichte, welche von den Beispieldaten abhängt. Sie kann lokale Minima enthalten. Der Backpropagation-Algorithmus minimiert E_{sum} mittels eines Gradientenabstiegsverfahren. In dieser Arbeit wird jedoch für jedes Beispiel eine Korrektur der Gewichte in Richtung von E_l, der Fehlerfunktion für ein einzelnes Ereignis, vorgenommen. Die folgenden Formeln beziehen sich auf ein einzelnes Beispiel aus der Trainingsmenge; der Index l wird zugunsten der Übersichtlichkeit weggelassen.

$$\Delta\tilde{\omega}_{jk} = -\eta\frac{\partial E}{\partial\tilde{\omega}_{jk}} + \alpha\Delta\tilde{\omega}_{jk}^{\text{alt}} \tag{29}$$

Die Korrekturen der Gewichte sind antiparallel zu dem Fehlergradienten. Der Lernparameter η bestimmt den Absolutwert und wird an das Problem angepaßt. Der zweite Teil der Korrektur, der Impulsterm, soll eine Verbesserung des Algorithmus bezwecken. Er zeigt in die Richtung der vorherigen Korrektur. Auch hier geht ein zusätzlicher Parameter α ein. Hauptvorteil des Lernens mit Impuls ist eine schnelle Konvergenz. Da die Richtung der Korrektur nicht mehr zwingend antiparallel zum Gradienten ist, können auch lokale Minima der Fehlerfunktion übersprungen werden.
Berechnet man die Ableitung der Fehlerfunktion mit der Kettenregel, erhält man wegen der geschickten Wahl einer quadratischen Fehlerfunktion und der Sigmoidfunktion im Neuronenmodell einen einfachen Ausdruck, der nur die Ausgaben der versteckten- und Ausgabeschicht enthält:

$$\frac{\partial E}{\partial\tilde{\omega}_j} = (o-y)o(1-o)h_j = \delta h_j \tag{30}$$

Analog berechnet man die Korrekturen für die Gewichte zwischen erster und versteckter Ebene.

$$\Delta\omega_{ij} = -\eta\frac{\partial E}{\partial\omega_{ij}} + \alpha\Delta\omega_{ij}^{\text{alt}} \tag{31}$$

Die Ableitung der Fehlerfunktion führt auf die δ aus der Korrekturberechnung der höheren Ebene und auf Ausgaben der Eingabe- und versteckten Schicht:

$$\frac{\partial E}{\partial\omega_{ij}} = h_j(1-h_j)\sum_k \delta\tilde{\omega}_{jk}x_i \tag{32}$$

Die Gewichtskorrekturen werden von der Ausgabeschicht beginnend berechnet. Tieferliegende

Schichten benötigen für die Bestimmung der Gewichtskorrekturen den Traversierungswert δ der darüberliegende Ebene - daher der Name Backpropagation-Algorithmus.

5.3.3 Hardware

Gute Parallelisierbarkeit des neuronalen Algorithmus ermöglicht auf L2 die geforderten Berechnungszeiten von weniger als 20µs. Die Detektordaten werden mit Empfängerkarten (PQZP) auf den L2-Bus, der zentralen Datenleitung des L2 Systems, geleitet (Abbildung 18). Auf diesen greifen die DDB's (Data Distribution Boards) zu, welche die Daten in für neuronale Netze geeignte Form bringt. Jeder DDB ist eine CNAPS-Karte zugeordnet, welche die Auswertung des neuronalen Netzes übernimmt. CNAPS Parallelrechner, welche 64 Prozessoren enthalten, sind der Kern des L2NN. Die Weitergabe der Triggerentscheidung zur zentralen Triggerlogik übernehmen wieder die DDBs.

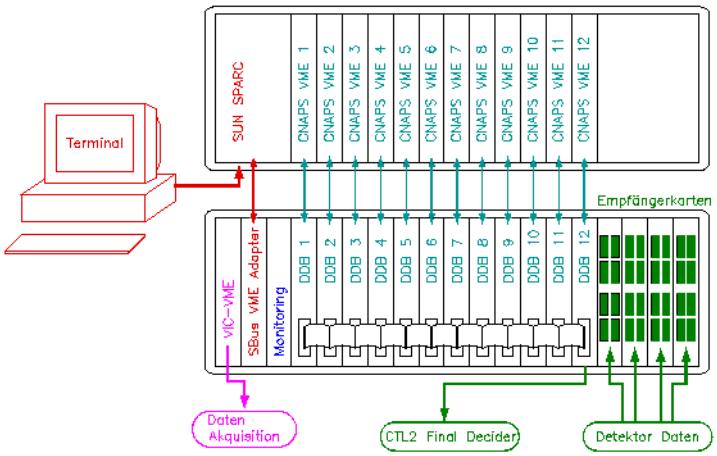


Abbildung 18: Aufbau der L2NN Hardware

6 Selektion und Simulation von J/ψ-Ereignissen

6.1 Einteilung in Klassen Track-Track, Track-Cluster und Cluster-Cluster

Zur Identifikation der Zerfallsleptonen stehen folgende Detektorkomponenten zur Verfügung (Tabelle 2):

Detektor	Winkelakzeptanz
Zentrales Spurkammersystem	20°...160°
LAr-Kalorimeter	4°...160°
SpaCal	157°...177°

Tabelle 2: Winkelakzeptanz einiger Detektorkomponenten

Im Bereich zwischen 20° und 160° ist die Teilchenidentifikation durch die Kombination von Spurkammern und Kalorimeter möglich. Das SpaCal erlaubt die Identifikation des Elektrons anhand des Schauerprofils bei höheren Polarwinkeln. Die unterschiedlichen Akzeptanzbereiche der Detektorkomponenten legen die Einteilung der J/ψ's in drei Klassen nahe (Abbildung 19):

- Track-Track (T-T): Beide Zerfallselektronen in den Spurkammern nachgewiesen
- Track-Cluster (T-C): Ein Elektron in den Spurkammern, eines im SpaCal nachgewiesen. Entsprechend werden im folgenden die beiden Elektronen des J/ψ-Zerfalls als Spurelektron bzw. Clusterelektron bezeichnet.
- Cluster-Cluster (C-C): Beide Elektronen im SpaCal nachgewiesen

Aus der Polarwinkelverteilung der Elektronen (Abbildung 21), welche aus einer Monte-Carlo Simulation gewonnen wurde [23], erkennt man, daß die Selektionsklassen unterschiedliche Bereiche der Photon-Proton Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ abdecken. Eine andere Darstellung in Abbildung 20 zeigt, daß die Klassen in $W_{\gamma p}$ überlappen. In diesen Bereichen der Überschneidung erhält man redundante Messungen für den Wirkungsquerschnitt, was man dazu benutzen kann, systematische Fehler bei der Bestimmung der Triggereffizienzen aufzudekken.

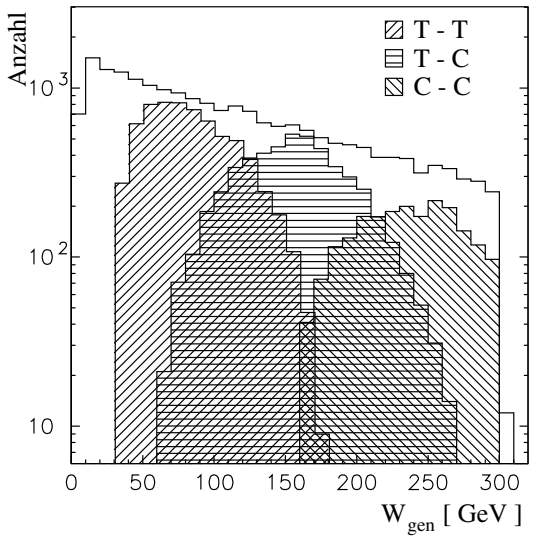
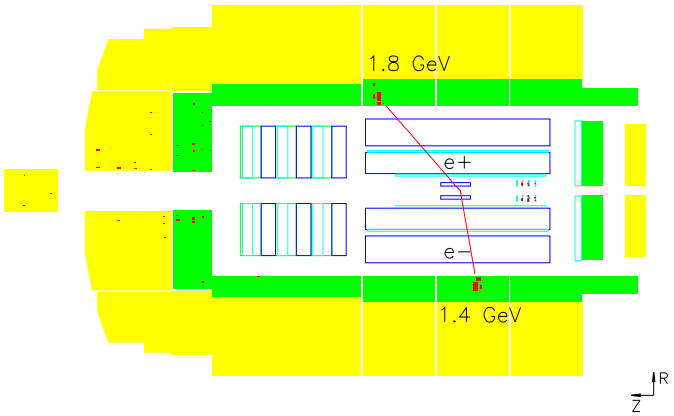


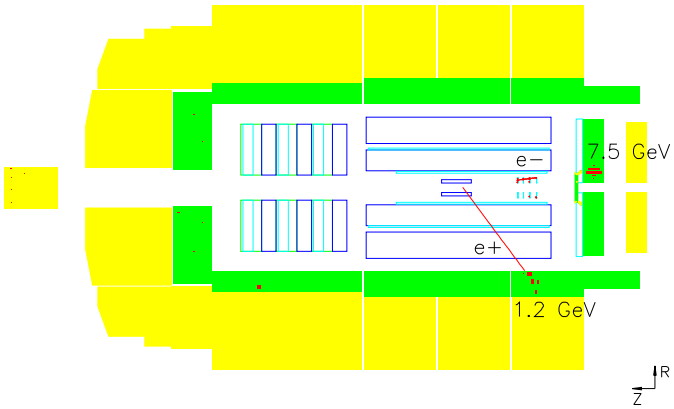
Abbildung 20: Ereignishäufigkeiten für die drei Selektionsklassen in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$

T—T



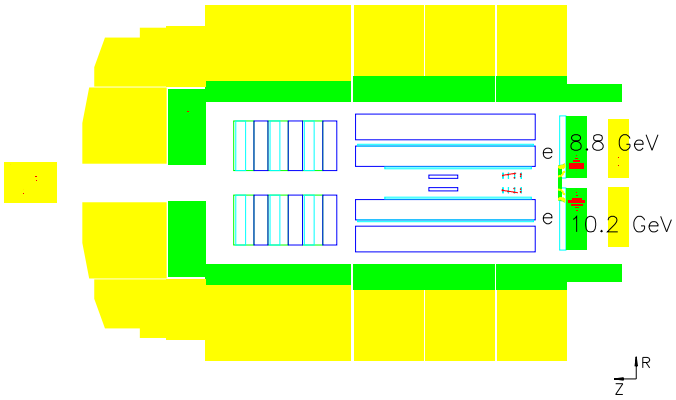
W=63 GeV Mee=3.03 GeV run 199824 event 61972

T—C



W=167 GeV Mee=3.04 GeV run 199638 event 34684

C—C



W=255 GeV Mee=3.01 GeV run 197764 event 26200

Abbildung 19: Je ein Ereignis der drei J/ψ-Selektionsklassen

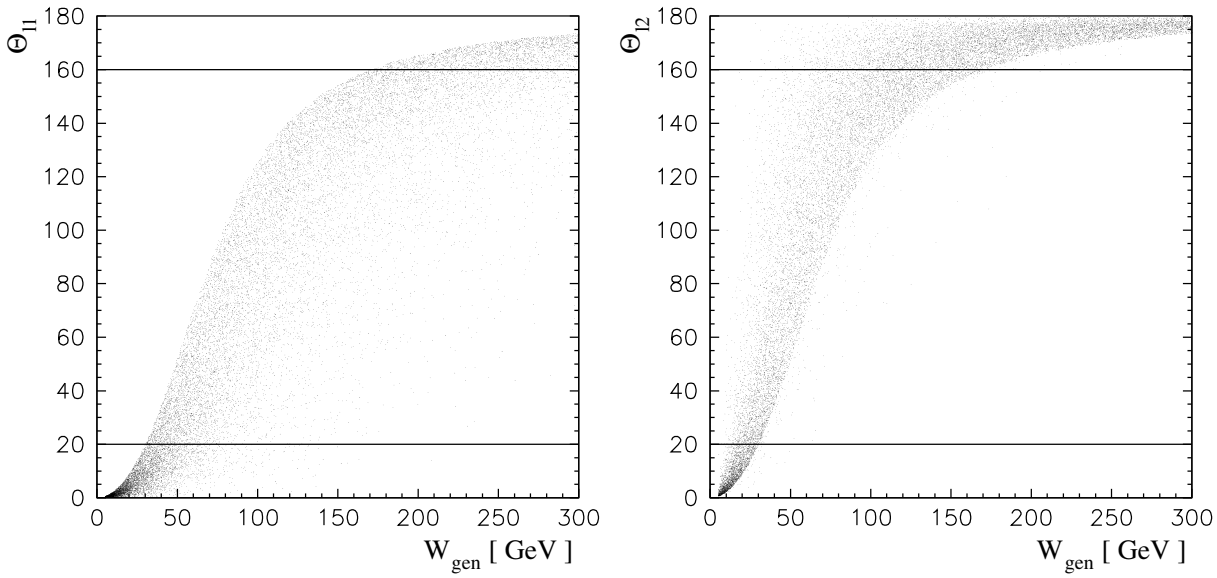


Abbildung 21: Polarwinkelverteilung der Zerfallselektronen des J/ψ. Links das Elektron mit kleinerem, rechts das mit größerem θ.

6.2 Selektionsschnitte für Track-Cluster J/ψ's

Zur Anreicherung von elastisch produzierten Track-Cluster J/ψ Mesonen wurden Ereignisse nach folgenden Kriterien ausgewählt [32]:

- An die Spur werden bestimmte Minimalforderungen bezüglich Länge und Zahl der Spurpunkte aus den zentralen Kammern gestellt.
- Die nachgewiesenen Teilchenspuren werden im LAr anhand des Schauerprofils als Elektronen identifiziert und gegen hadronischen Spuren abgegrenzt.
- Um den kinematischen Bereich wegzuschneiden, in dem die Identifikation der Teilchen als Elektron nicht zuverlässig erfolgen kann, muß der transversale Impuls der Spuren mindestens 0.7GeV, der gesamte Impuls mindestens 0.8GeV betragen.
- Zum Ausschluß inelastisch produzierter J/ψ's werden keine weiteren Spuren mit transversalem Impuls > 0.15GeV zugelassen. Ausnahme: Wegen dem überlappenden Akzeptanzbereichen von SpaCal und Spurkammern kann das im SpaCal registrierte Elektron auch in der Spurkammer nachgewiesen werden. Diese zusätzliche Spur ist erlaubt.
- Der Polarwinkelbereich des Spurelektrons wird nach oben wegen der Akzeptanzgrenze der Spurkammern auf 155° und nach unten durch die Kinematik des physikalischen Prozesses auf 80° begrenzt.
- Der im Spacal nachgewiesene Cluster muß bei θ<176° liegen. Durch die Begrenzung des Clusterradius auf 3.2cm werden Elektronen im Spacal selektiert. Hadronische Schauer haben im Allgemeinen größere Radien.
- Die Spacal-Energie außerhalb des Clusters darf höchstens 6% der Clusterenergie betragen
- Interpretiert man das Clusterelektron als gestreutes Strahlelektron, muß das daraus berechnete Q^2 mindestens 2GeV^2 betragen. Dadurch wird der Untergrund von photoproduzierten Hadronen reduziert.
- Das nach der Methode von Jaquet-Blondel bestimmte y_{jb} muß kleiner als 0.7 sein. Damit wird Untergrund durch QED Compton-Streuung, für die y nahe 1 ist, ausgeschlossen.

- Das Clusterelektron wird übereinstimmend von SpaCal und CIP nachgewiesen.
- Massenfenster um rekonstruierte J/ψ-Masse: 2.5GeV < m < 3.3GeV

Bei der Entwicklung der Trigger kamen verschiedene Selektionen zum Einsatz:
- Selektion A: Daten aus einem Teil des Jahres ‘97 mit allen Schnitten außer die CIP-Spacal Validation
- Selektion B: Daten ‘97 einschließlich ‘special runs’ mit reinen Spacal-Triggern, ohne die Kriterien CIP-Spacal Validation, Elektronen-Identifikation und minimaler Spurimpuls
- Selektion C: Daten ‘97 mit allen Schnitten

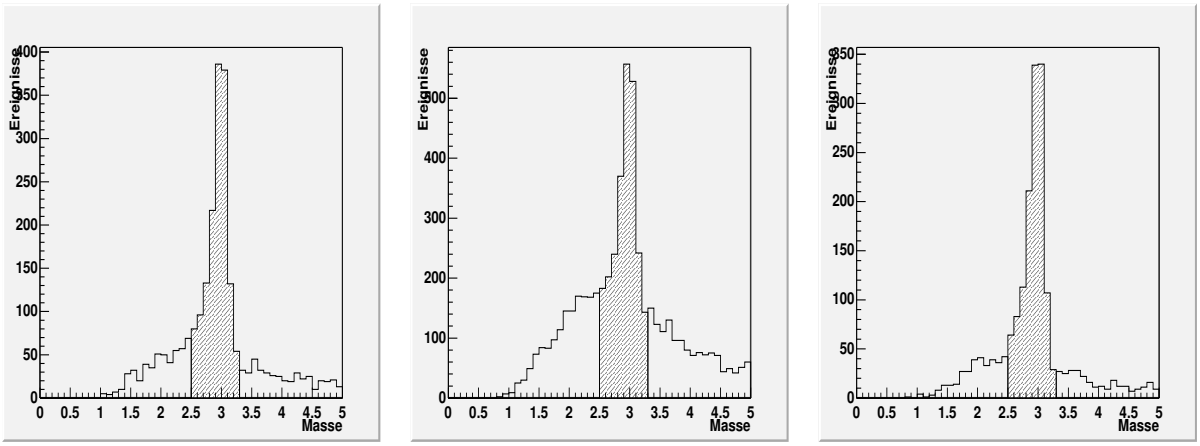


Abbildung 22: Verteilung der rekonstruierten J/ψ-Massen für die Selektionen A, B und C (von links)

6.3 Monte-Carlo Simulation von J/ψ-Ereignissen

Die Bestimmung der Effizienz von L1-Triggern oder die Triggerentwicklung für das ϒ-Meson wird zweckmäßigerweise anhand von simulierten Ereignissen vorgenommen.
Die Simulation besteht aus zwei Teilen: Der Generator DIFFVM, welcher über geeignete Matrixelemente die Vierervektoren der Vektormesonproduktion liefert und die Detektorsimulation H1SIM [19], welche die Wechelwirkung der Teilchen mit dem Detektor ausgibt.
DIFFVM [22] orientiert sich an dem Vektormeson-Dominanz/Regge-Modell. Die Parameter ε, welcher die W-Abhängigkeit bestimmt, sowie b, welcher die Steilheit des exponentiellen Abfalls von σ mit t festlegt und η, der Exponent in der Q^2-Abhängigkeit nach Gleichung (18), werden an die bisher gemessenen Daten angepaßt.

7 Trigger für Track-Cluster J/ψ's und ϒ's

Bei bisherigen Analysen zum J/ψ wurden im Jahr 1997 folgende Trigger verwendet [32]:
ST 2: (SPCLe_IET>1 && SPCLe_IET_Cen_2) && DCRPh_THig && zVtx_sig
ST 3: SPCLe_IET>2 && SPCLe_ToF_E_2
Bei special runs mit Spacal-Triggern wurden benutzt:
ST 0: SPCLe_IET>1 && SPCLe_IET_Cen_2
ST 9: SPCLe_IET>1 && FwdRay_T0 && zVtx_mul<7
Der überwiegende Teil der Daten wurde durch ST2 getriggert. Er kombinierte eine relativ gute Effizienz (vgl. Abbildung 29) mit einem mittleren Prescale-Faktor von nur ca. 1.7.[1]
Im Jahr 1998 jedoch war der *prescale* des ST2 auf durchschnittlich 4.7 gesetzt und damit der wichtigste Trigger unbrauchbar geworden. Zudem war bei den bisherigen Analysen von J/ψ's der statistische Fehler noch groß, insbesondere für die Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Dies motiviert die Entwicklung eines eigenen Triggers für für die Track-Cluster J/ψ's, welcher eine gute Effizienz sicherstellen und durch ein Neuronales Netz die Rate klein halten soll. Damit ist man auch unabhängig von Setup-Änderungen von Triggern, die für andere Physikreaktionen verwendet werden. Der Aufwand bei der Analyse verringert sich, weil nur noch die Effizienz eines einzigen Triggers bestimmt werden muß.

7.1 Neuronales Netz für vorhandenen L1 Trigger ST2

Als erster Ansatz soll ein neuronales Netz zur Reduktion der Rate von ST2 entwickelt werden. Bei ausreichender Leistung würde dieses Netz zusammen mit eine Kopie des ST2 (ohne *prescale*) einen speziellen J/ψ Track-Cluster Trigger ergeben.

7.1.1 Vorauswahl von Netzeingangsgrößen

Zunächst werden aus der Vielzahl technisch möglicher Netzeingangsgrößen diejenigen ausgewählt, deren Verteilungen sich für Physik- und Backgrounddaten unterscheiden. Von diesen erwartet man, daß sie zu einer Trennung der Klassen beitragen. Mehrdimensionale Korrelationen zwischen den Eingangsgrößen können von Neuronalen Netzen erkannt werden. Daher ist es möglich, daß eine Eingangsgröße für die Triggerentscheidung relevant ist, obwohl sich die eindimensionalen Verteilungen der zu trennenden Klassen ähneln.
Abbildung 23 zeigt die Verteilungen in den Netzeingangsgrößen für die Physik-Selektion und den ST2 Background. Das Netz soll mit dem gewählten ST2 optimale Leistung bringen, daher werden von der Physik-Selektion auch nur diejenigen Ereignisse zum Training ausgewählt, die von ST2 getriggert wurden.
Die zVertex-Größen cpvmax und cpvsum in Abbildung 23 a) und c) zeigen, daß nur in Background-Daten Ereignisse mit hoher Spurmultiplizität enthalten sind.
Die Ansprechschwellen der Flüssig-Argon Trigger sind höher als die Energie der J/ψ Zerfallselektronen. Bei den LAr-Größen in d) bis j) findet man daher für die Physikklasse keine nachgewiesene Energiedeposition. Für einige Background-Ereignisse jedoch spricht der LAr-Trigger an.
In l) bis s) sind die Verteilungen SpaCal-Größen dargestellt. Durch die überlappende Anordnung der Triggermodule aus denen die Clusterbits gebildet werden, sprechen bei einer Energiedeposition in der Regel zwei Clusterbits an. Dadurch ist eine gerade Anzahl Clusterbits häufiger als eine ungerade.

1. Prescale-Faktoren wurden aus dem RunInfo-Ntuple ermittelt

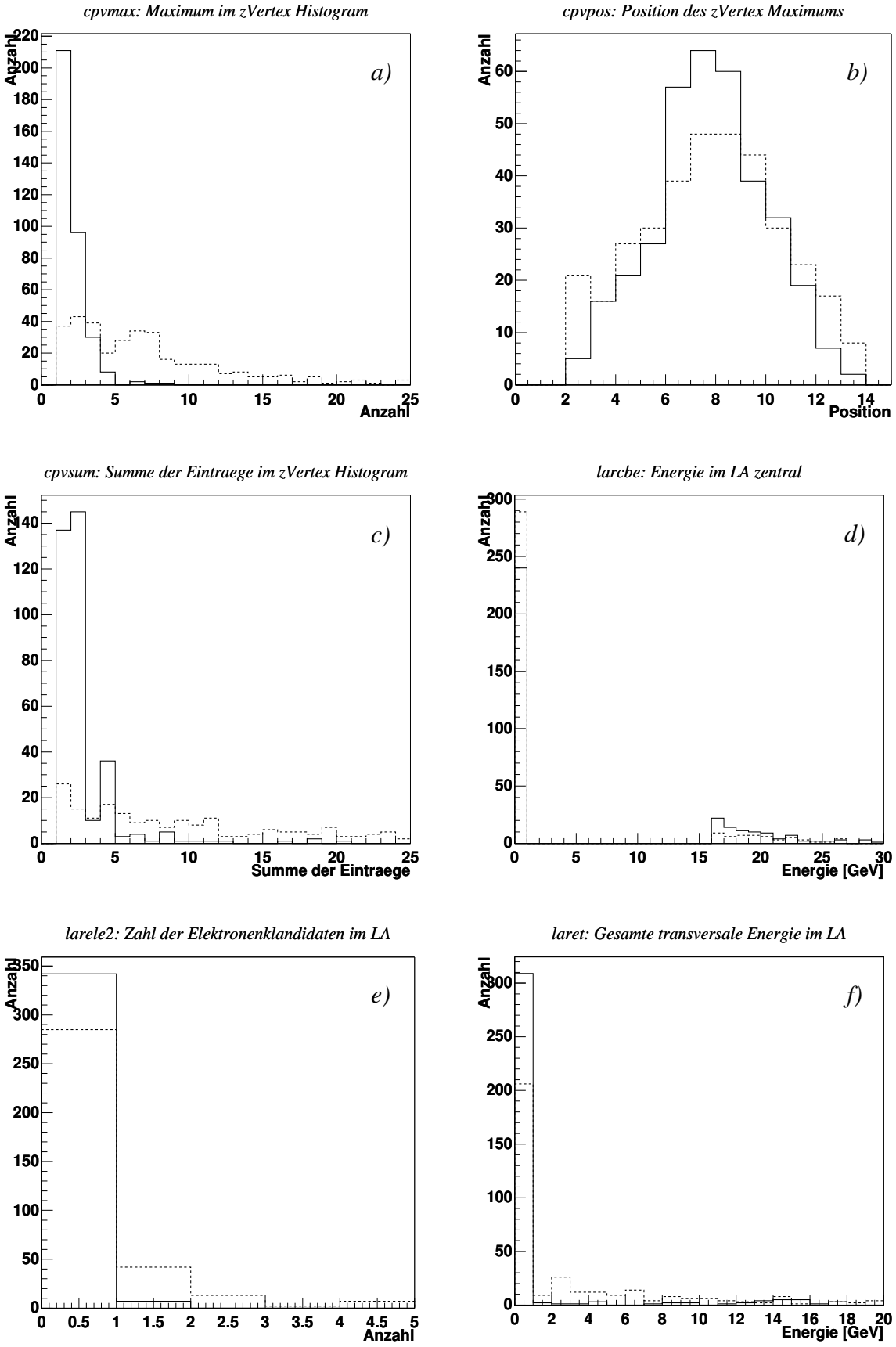
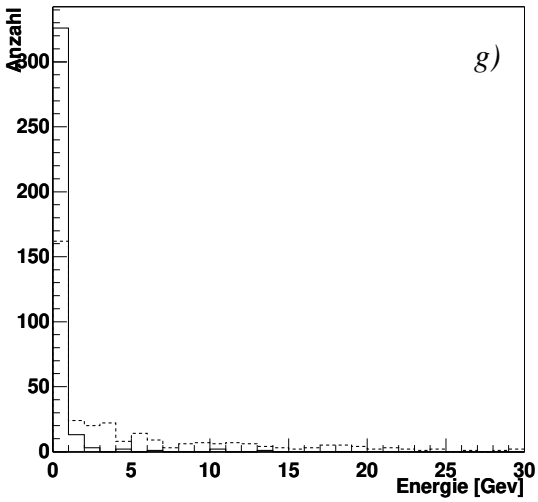
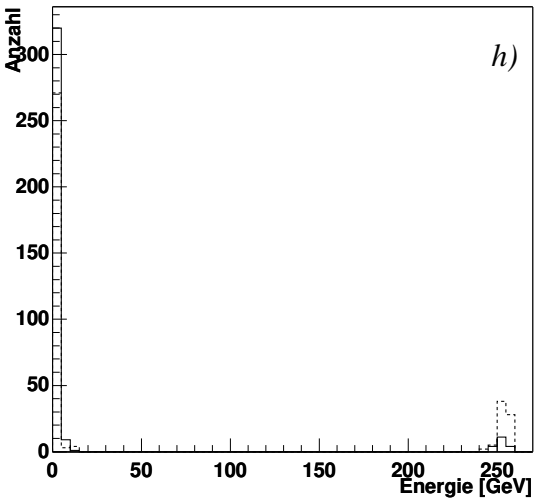


Abbildung 23: Verteilung möglicher Netzeingangsgrößen für ST2 background (gestrichelt) und Track-Cluster J/ψ's (durchgezogen)

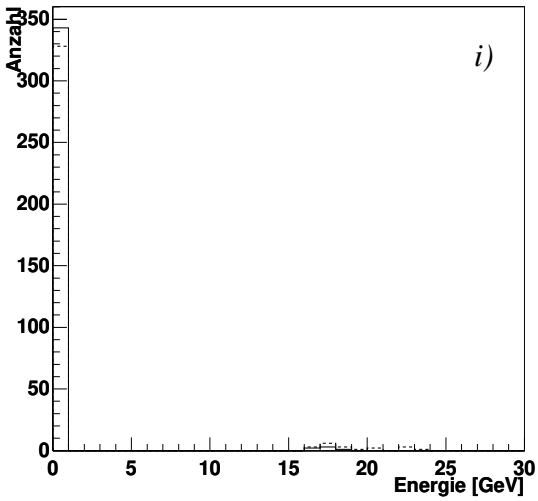
laretot: Gesamte Energie im LA



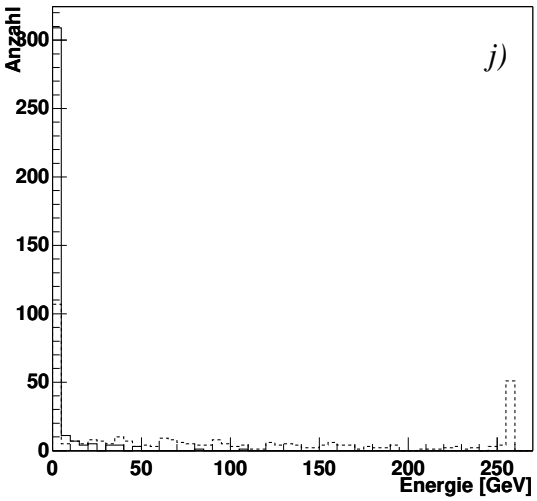
larex: X-Komponente der Gesamtenergie im LA



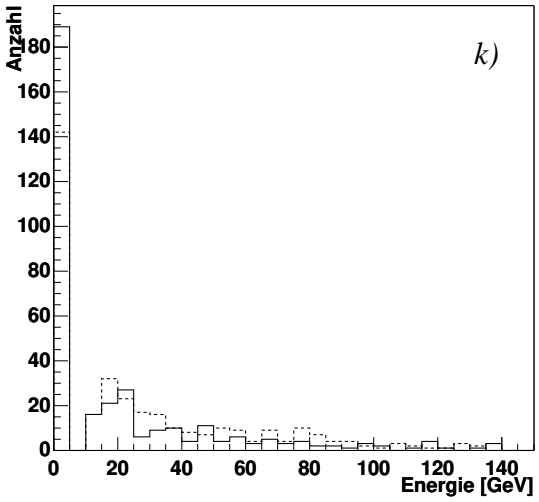
larfbe: Energie im LA zentral vorne



larife: Energie im LA innen vorne



pluge: Pluge Energie



spallcl2: Spacal Clusterbits insgesamt (Schwelle 2)

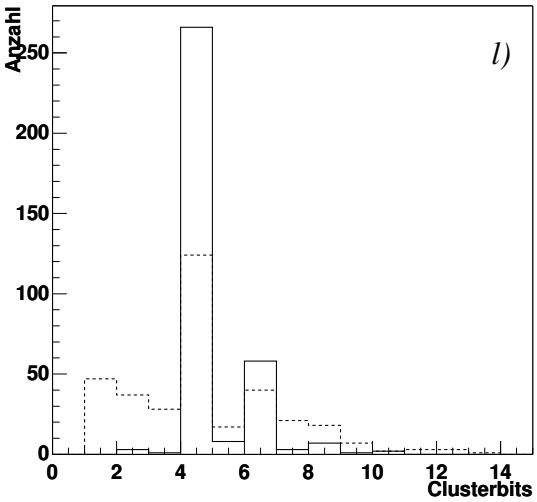
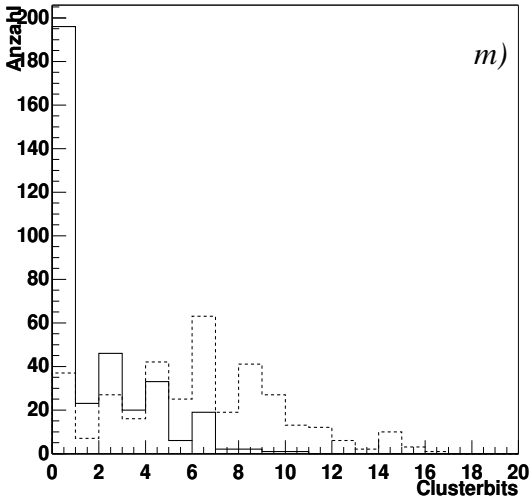
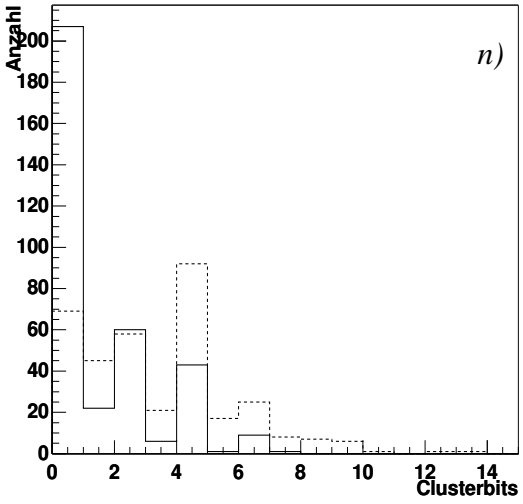


Abbildung 23 (Fortsetzung)

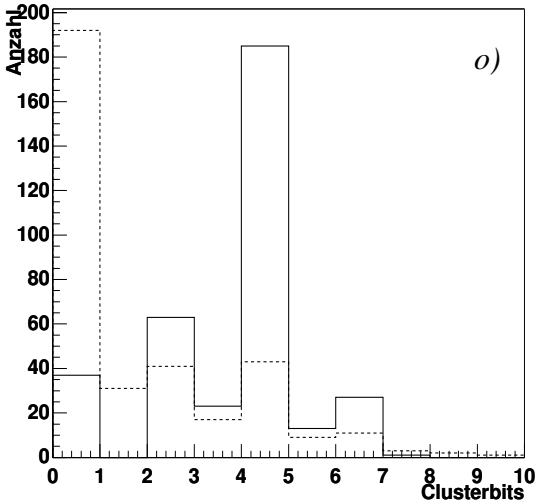
spcent1: Zahl der inneren Spacal Clusterbits (Schwelle 1)



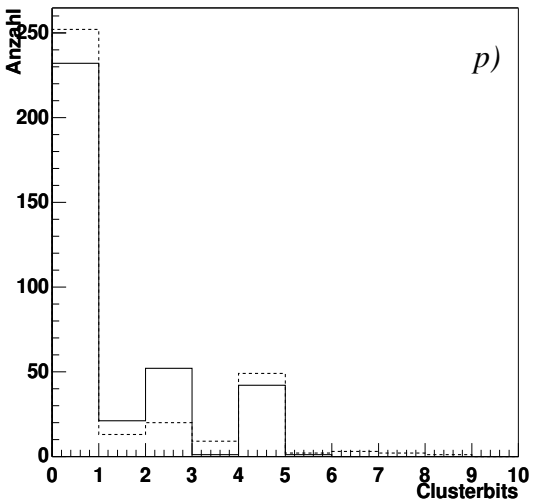
spcent2: Zahl der inneren Spacal Clusterbits (Schwelle 2)



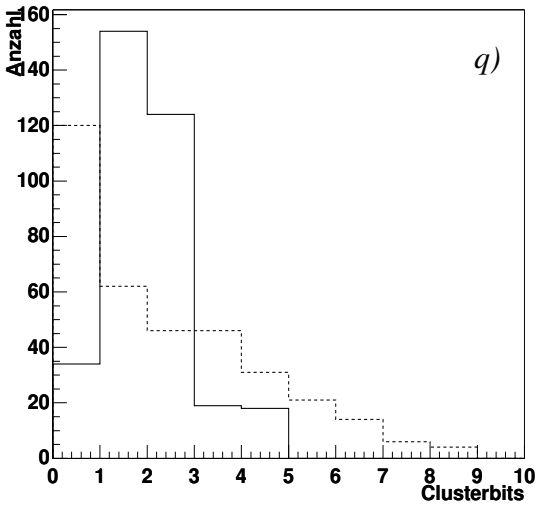
spoutcl2: Spacal Clusterbist aussen (Schwelle 2)



spcent3: Zahl der inneren Spacal Clusterbits (Schwelle 3)



spsumcl1: Zahl der Spacal Clusterbits (Schwelle 1)



spsumcl2: Zahl der Spacal Clusterbits (Schwelle 2)

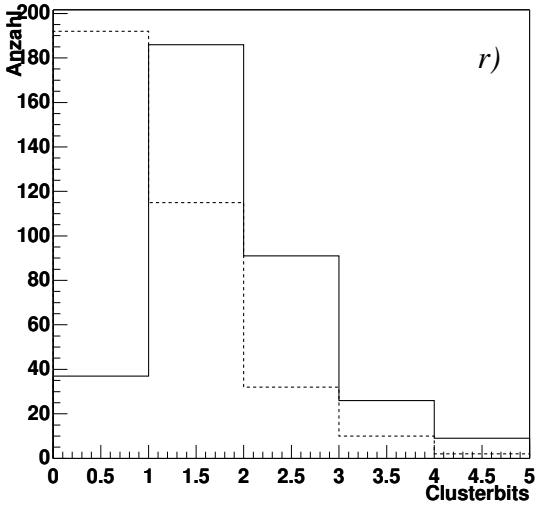
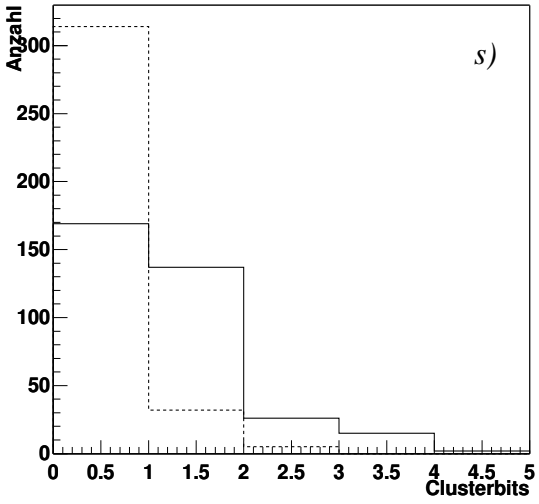
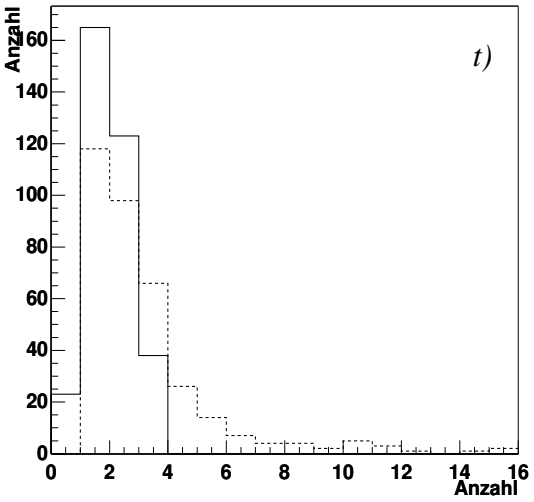


Abbildung 23 (Fortsetzung)

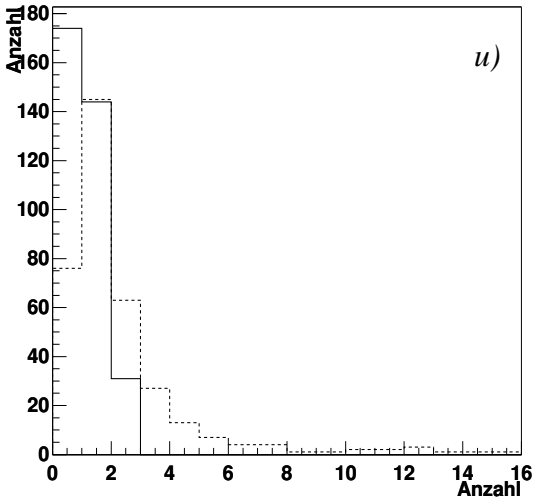
spsumcl3: Zahl der Spacal Clusterbits (Schwelle 3)



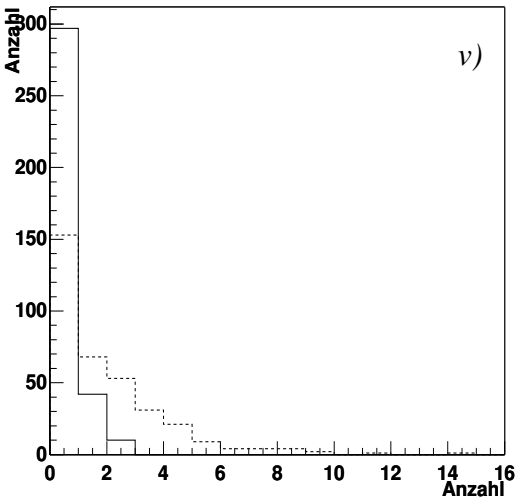
trhineg: Driftkammer Treffer, neg. Ladung, hoher Impuls



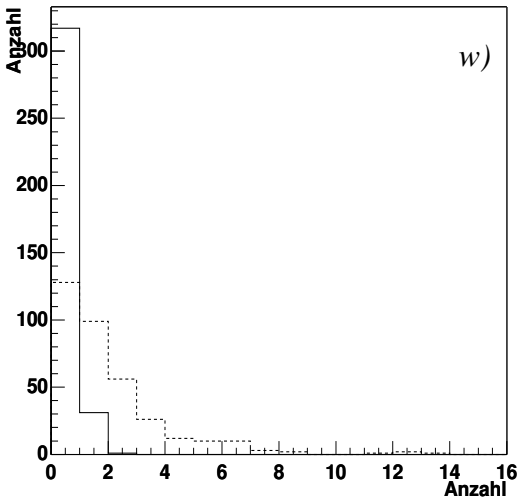
trhipos: Driftkammer Treffer, pos. Ladung, hoher Impuls



trloneg: Driftkammer Treffer, neg. Ladung, niedriger Impuls



trlopos: Driftkammer Treffer, pos. Ladung, niedriger Impuls



trtot: Driftkammer Treffer

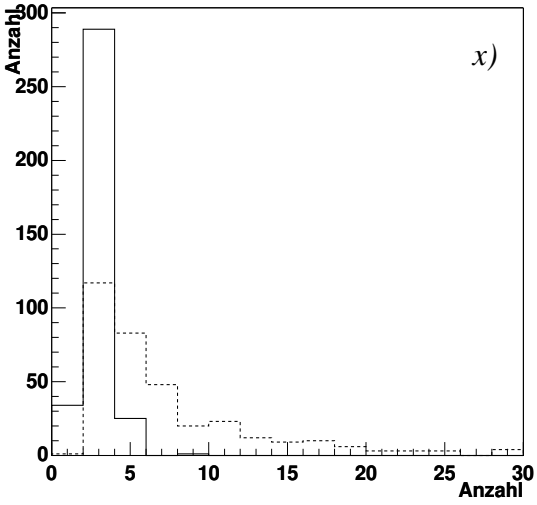


Abbildung 23 (Fortsetzung)

An den Größen der Spurkammern t) bis x) erkennt man, daß auf das Spurelektron bevorzugt die Masken für höhere Impulse p_t>800MeV ansprechen.
Von den dargestellten Größen werden nur larcbe, larex und larfbe als Netzeingangsgrößen ausgeschlossen. Von den hier nicht dargestellte Größen werden noch ecbq0 bis ecbq3 (Quadrantenenergien eines einzelnen Ringes des LAr Kalorimeters) in die Vorauswahl einbezogen.

7.1.2 Optimieren des Netzes

Für das erfolgreiche Training eines Neuronalen Netzes werden, der Problemstellung angepaßt, die freien Parameter bestimmt: Auswahl der Eingangsgrößen, Zahl der versteckten Knoten, Art des Lernalgorithmus, Lernparameter und der Schnitt auf die Netzausgabe.
Die Leistung eines Netzes wird einerseits an der Effizienz bei der Erkennung der Physikklasse, andererseits an der ermöglichten Ratenreduktion (*rejection*: Anteil der als solche erkannten Backgroundereignisse) gemessen. Durch die Wahl des Schnitts auf die Netzausgabe werden Ratenreduktion und Effizienz des Netzes festgelegt. Die Vollständige Information über die Netzleistung ist im “Effizienzplot” enthalten: Die Effizienz wird für alle Schnitte auf die Netzausgabe gegen die *rejection* aufgetragen.
Ein absolutes Maß für die Netzleistung kann problemabhängig definiert werden. Wird beispielsweise dem Physikkanal eine bestimmte maximale Rate zugestanden, so wird man das Netz an der Effizienz bei fester Ratenreduktion messen. In dieser Arbeit wird zur Beurteilung der Netzleistung die Effizienz bei Gleichheit von Effizienz und *rejection* herangezogen.
Im folgenden werden die Methoden zur Bestimmung der freien Parameter des Netztrainings beschrieben.

Wahl der Eingangsgrößen

Die Menge der Eingangsgrößen wird mit Hilfe der ‘Relevanzen’ ermittelt. Die Relevanz R_i eines Eingangsknotes i für ein trainiertes Netz ist wie folgt definiert [34]:

$$R_i = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\left(o(\vec{x}_j) - o(\vec{x}_j \,|\, x_{j,i} = \bar{x}_i)\right)^2 \tag{33}$$

Bei jedem Beispiel wird der Wert des Eingangsknoten i auf seinen Mittelwert aus der betrachteten Ereignismenge gesetzt. Die sich dabei ergebende mittlere normierte, quadratische Änderung der Netzausgabe ist die Relevanz des Knotens i. Innerhalb eines Netzes lassen sich die Relevanzen miteinander vergleichen.
Um die einzelnen R_i bestimmen zu können, wird ein Netz mit den ausgewählten Größen trainiert. Die große Zahl der freien Parameter (Gewichte) jedoch verursacht ein nicht zufriedenstellendes Ergebnis (Abbildung 24): Die Verteilungen der Netzausgaben sollten sich für Background und Physik um die jeweiligen Sollausgaben 0 und 1 konzentrieren. In diesem Beispiel konnte die Klassifikation der Physikklasse nicht ‘erlernt’ werden. Allerdings können die Relevanzen dazu verwendet werden, die wichtigeren Größen für das weitere Training auszuwählen. Dies wird fortgesetzt, solange sich die Leistung des Netzes verbessert.
Verschlechtert sich bei diesem Vorgehen die Leistung des Netzes aufgrund zu wenig Eingangsinformationen, werden einige Knoten wieder hinzugefügt. Dabei werden Größen, welche aufgrund der eindimensionale Verteilungen der Eingangsgrößen eine Verbesserung erwarten lassen, bevorzugt.
Nach einer Anzahl von Trainigs stellt sich heraus, daß einige Größen immer große Relevanz haben. Die Relevanz anderer jedoch hängt von dem Satz verwendeter Größen ab. Von letzteren werden verschiedene Kombinationen ausprobiert, bis ein optimiertes Netz gefunden wird.

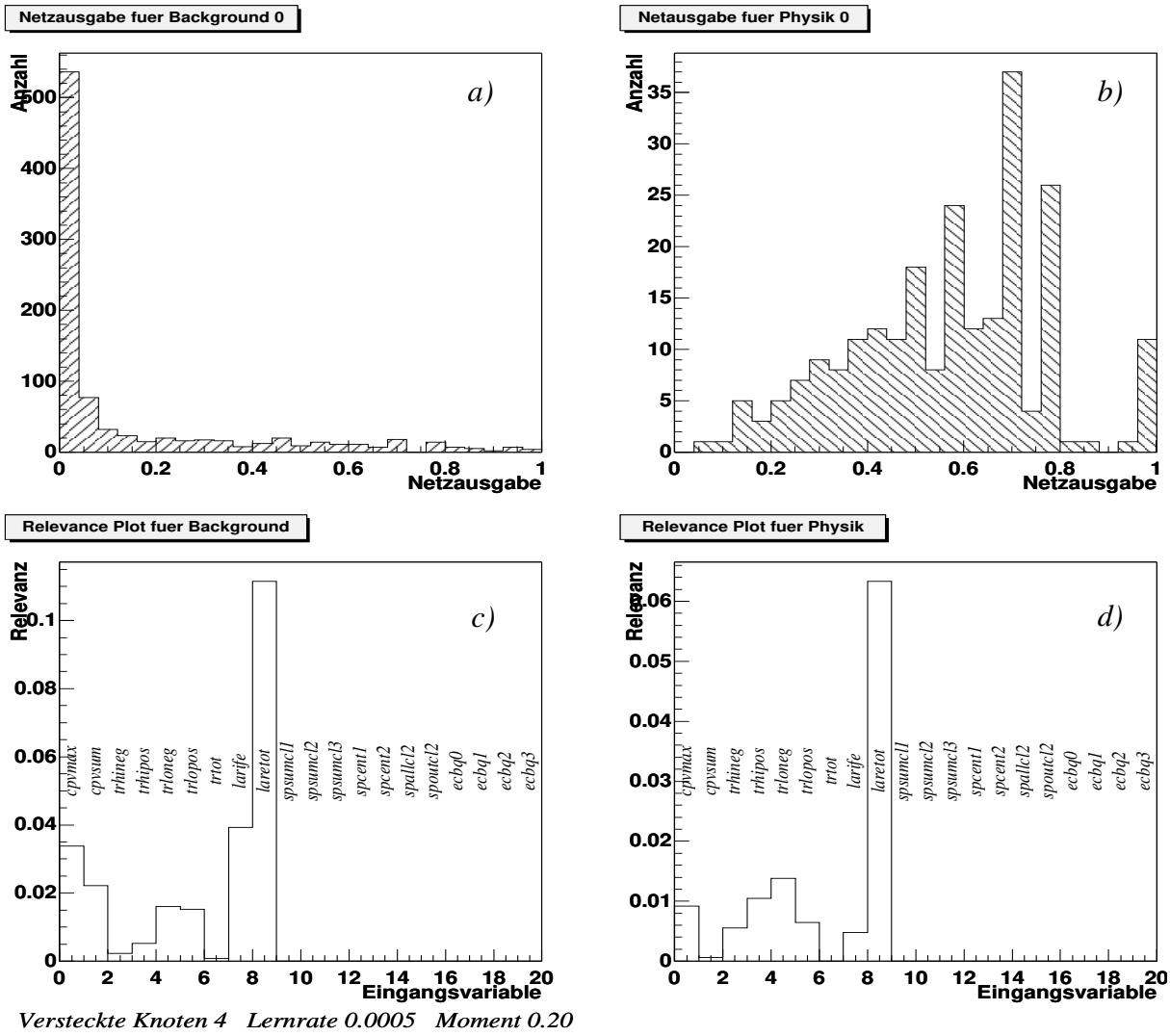


Abbildung 24: Analyse eines Netzes mit einer Vorauswahl von Eingangsgrößen. a),b) Vergleich der Netzausgaben für Testdaten der Physik- und Backgroundklasse. Bei einem erfolgreichen Training sollten die Ausgaben für Physikdaten sich beim Sollwert 1 häufen.
c),d) Relevanzen ermöglichen eine sinnvolle Wahl der Eingangsvariablen für weitere Trainings (siehe Text).

Physikalische Argumente bei der Auswahl von Eingangsgrößen

Wegen der Vielzahl der möglichen Kombinationen von Größen wird mit dem beschriebenen halbsystematischen Vorgehen nicht unbedingt das Optimum gefunden. Physikalisches Argumente können entscheidende Hinweise auf mehrdimensionale Zusammenhänge und somit auf die Relevanz bestimmter Eingangsgrößen liefern:
Eine Messung zeigt im Bereich großer $W_{\gamma p}$ geringe Netzleistung (Abbildung 26). Dies wird auf die Verwendung von spcent1 zurückgeführt (vgl. Abbildung 23m): Ereignisse ohne Treffer im inneren Spacal werden bevorzugt als Physik, diejenigen mit vielen Treffern als Background klassifiziert. Bei Ereignisse mit hohem $W_{\gamma p}$ trifft das Clusterektron jedoch nache an der Strahlachse mit hoher Energie auf das SpaCal. Es werden Treffer im inneren SpaCal registriet und das Ereignis häufig als Background klassifiziert. In der spcent1-Verteilung fallen diese Ereignise

wegen ihrer geringen Häufigkeit nicht ins Gewicht. Abhilfe verspricht die Hinzunahme der Größe spcent3. Die Energien der J/ψ Zerfallselektronen bei hohem $W_{\gamma p}$ sind groß genug, um auch diese Schwelle zu überschreiten, nicht jedoch die Energien der Background-Ereignisse. Dies führt zu gegenüber spcent1 umgekehrten Verhältnissen: Bei wenig Treffern wird das Ereignis bevorzugt als Background klassifiziert (Abbildung 25). In Kombination mit spcent1 kann das Netz über den gesamten kinematischen Bereich gute Ergebnisse erzielen. Bemerkenswert ist, daß die eindimensionale Verteilung von spcent3 auf den Gesamtdaten für Physik und Background sehr ähnlich sind, diese Größe trotzdem von entscheidender Bedeutung ist. Das Netz kann die vorliegenden mehrdimensionalen Korrelationen erkennen.

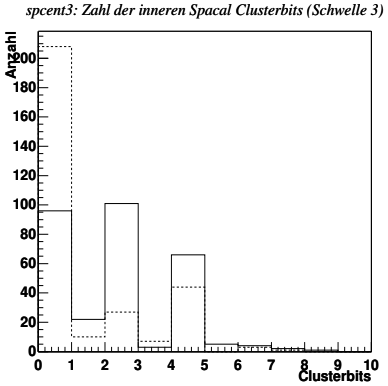


Abbildung 25: Verteilung von spcent3 für Ereignisse mit Wγp>170 GeV

a) *b)*

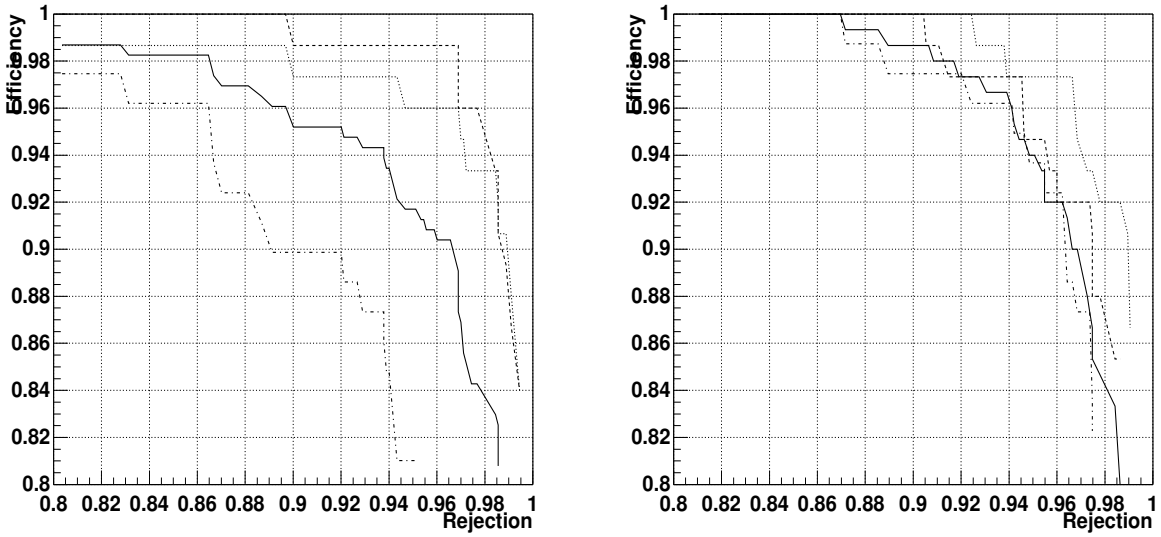


Abbildung 26: Effizienzplots für zwei Netze in verschiedenen $W_{\gamma p}$-Bereichen: Gesamteffizienz (durchgezogen), $W_{\gamma p}$<145GeV (gestrichelt), 145GeV<=$W_{\gamma p}$<170GeV (gepunktet), 170GeV<=$W_{\gamma p}$ (gepunktet/-strichelt).
Das Netz b unterscheidet sich vom Netz a nur durch die zusätzliche Eingangsvariable spcent3 und verhindert den Effizienzabfall bei hohen $W_{\gamma p}$.

Versteckte Knoten

Geringeren Einfluß auf die Netzleistung hat bei diesem Problem die Zahl der versteckten Knoten. Sie wurde so klein wie ohne Effizienzeinbußen möglich gewählt, um gute Generalisierungsfähigkeiten des Netzes zu gewährleisten. Daß auch mit nur zwei versteckten Knoten gute Ergebnisse erzielt werden konnten weist auf ein einfach trennbares Problem hin. Mit fünf versteckten Knoten wurde noch eine geringe Verbesserung der Netzleistung erzielt.

Trainingsparameter

Ist die Menge der Eingangsgrößen ungünstig gewählt, hängt die Netzleistung stark von den verwendeten Trainingsparametern ab. Bei Verwendung eines optimierten Satzes von Eingangsgrößen ist die Wahl der Parameter unkritisch. Variationen über große Bereiche führen zum gleichen Netz (Abbildung 27).

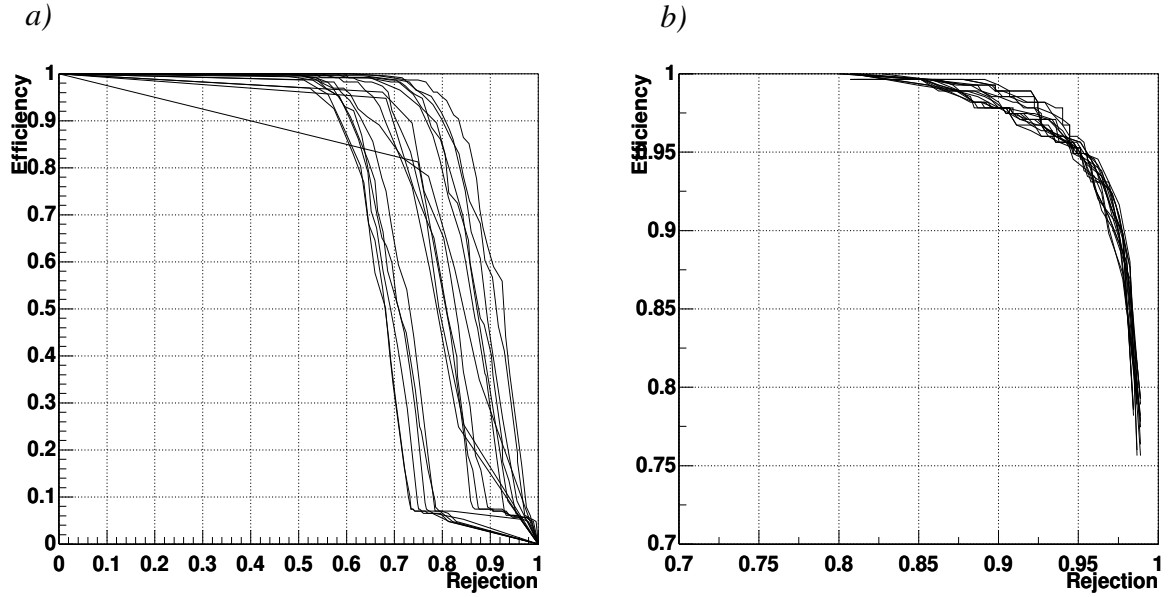
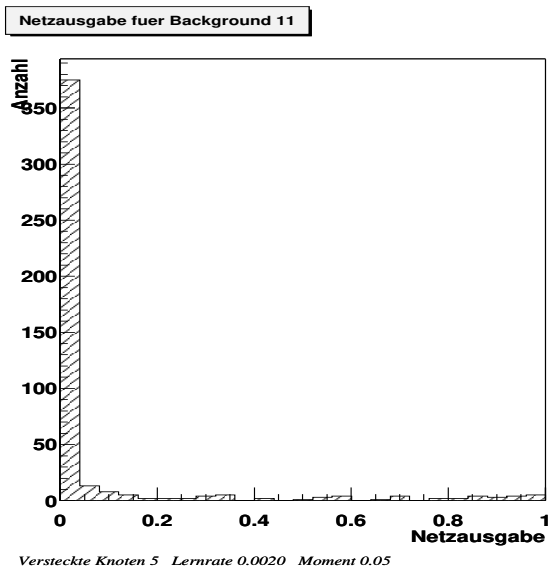


Abbildung 27: a) Effizienzplots für eine nicht optimierte Vorauswahl von Netzeingangsgrößen. Parameter: Eingänge: cpvmax, cpvsum, trhineg, trhipos, trloneg, trlopos, trtot, larife, laretot, spsumcl1..3, spcent1..2, ecbq0..3. Versteckte Knoten: 4,6,8. Moment 0.2,0.5. Lernrate 0.0005,0.001,0.002.
b) Bei dem endgültigen Satz Eingangsgrößen ist der Einfluß der Trainingsparameter gering (man beachte die null-unterdrückte Skala).

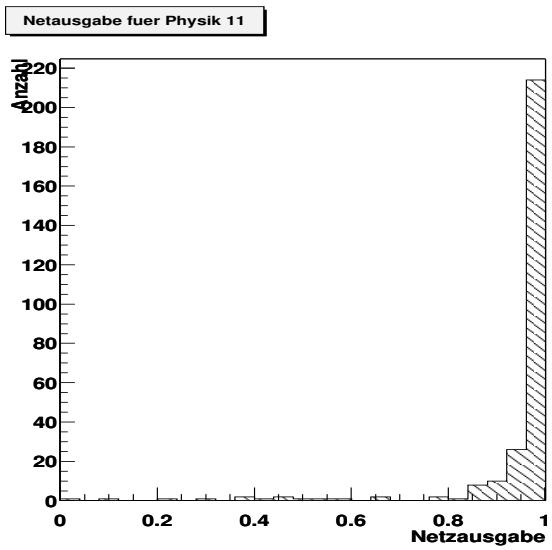
7.1.3 Zusammenfassung der Netzeffizienz und der Triggerrate

Nach dem Optimieren wurde schließlich das effizienteste Netz am Experiment eingesetzt. Die Zahl der versteckten Knoten ist mit 5 hinreichend hoch; mehr Knoten bringen keine zusätzliche Leistung. Der Arbeitspunkt wird bei einer Ratenreduktion von 20 und Effizienz von 95% gewählt. Er liegt in einem Bereich, in dem die Netzeffizienz noch nicht stark abfällt (siehe Abbildung 28). Die Unsicherheiten in der Effizienzbestimmung sind damit klein. Der dazugehörige Schnitt auf die Netzausgabe liegt bei 0.7. Die 12 Eingangsgrößen sind cpvmax, cpvpos, cpvsum, larife, laret, trhineg, trhipos, trlopos, trloneg, trtot, spcent1 und spcent3.

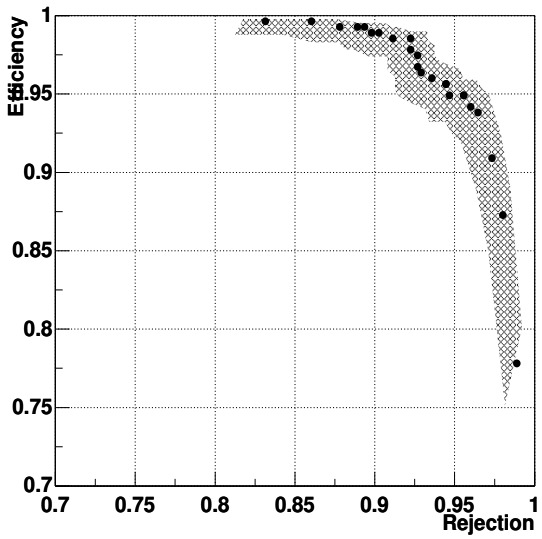
a)



b)



c)



d)

	Eingangs rate [Hz]	Ausgangs rate [Hz]	Reject ion
Phase 2	1.5	0.047	32
Phase 3	1.9	0.037	51

Abbildung 28: Eigenschaften des optimierten Netzes.
a), b) Die Ausgangsverteilungen für die beiden Klassen zeigen ausgeprägte Peaks um die jeweiligen Sollwerte.
c) Effizienzplot für Testdaten (Wie in den folgenden Plots dieses Typs entsprechen die Koordinaten der Punkte relativen Häufigkeiten, das schraffierte Feld den Fehlergrenzen nach der im Anhang beschriebenen Schätzung).
d) Online gemessene Raten, Rejection (25.11.98 bis 7.12.98). Die geringen Eingangsraten sind durch den prescale verursacht.

7.2 Neuer L1 J/ψ Track-Cluster Trigger ST33

Damit ST2 seine bisherige Funktion für andere Physikreaktionen weiter erfüllen kann, muß das neuronale Netz mit einem eigenen, neuen L1 Trigger laufen, welcher keinen prescale hat. Die Ratenreduktion übernimmt das Netz. Einen speziell für Track-Cluster J/ψ's entwickelter L1 Trigger ST33 soll den ST2 bezüglich Rate und Effizienz verbessern.

7.2.1 Methode zur Abschätzung der Rate eines L1 Subtriggers

Bei der Entwicklung eines L1 Subtriggers muß zunächst die erwartete Rate abgeschätzt werden, da der Einbau eines Triggers für eine online-Messung erheblichen Aufwand erfordert. Für die erste Triggerstufe gibt es keine *transparent runs*. Bei 10^7 *bunch crosses* pro Sekunde wären die Datenmengen nicht zu bewältigen: Hat der interessierende Trigger eine Rate in der Größenordnung von 1Hz und möchte man die Ratenschätzung auf mindestens 10 Ereignisse gründen, müßte man in einem L1 *transparent run* die 10^8 Ereignisse welche in 10 Sekunden anfallen aufzeichnen. Die resultierende Datenmenge ist technisch nicht zu bewältigen.

A) Berechnung mit Hilfe eines allgemeineren Triggers

Diese Methode erfordert einen anderen Subtrigger *Y* mit der Rate *R(Y)*, welcher eine Obermenge des Subtriggers *X* triggert und von dem L2L4 *transparent run* Daten existieren. Zählt man von allen N_Y Ereignissen des Subtriggers *Y* die Zahl N_X derjenigen, die auch von Subtrigger *X* getriggert worde wäre, so bestimmt sich die Rate *R(X)* von Subtrigger *X* zu

$$R(X) = R(Y)\frac{N_X}{N_Y} \tag{34}$$

Oft sind die in Frage kommenden Subtrigger jedoch so allgemein, daß sie wegen der hohen Rate einen hohen prescale Faktor erhalten um die Rate auf ein vernünftiges Maß zu reduzieren. Wählt man aus den N_Y Ereignissen auch noch den Bruchteil N_X aus, so bleiben meist keine Ereignisse mehr für eine vernünftige Schätzung.
Beispiel: DCRPh_Ta liefert eine Rate von 10kHz. Möchte man für die Schätzung der Rate von *X*, welche etwa 1 Hz beträgt, eine Statistik von 10 Ereignisse, so benötigt man nach (34) N_Y=10^5 Ereignisse im L2L4 *transparent run.* Da nur ca. 10 Ereignisse pro Sekunde permanent aufgezeichnet werden können, würde dieser *run* etwa 3 Stunden dauern!

B) Abschätzung mit ähnlichen Triggern

Nicht exakt, aber manchmal unumgänglich, ist die Annahme der Unabhängigkeit des Ratenverhältnisses zweier Triggerelemente *A* und *B* von einem weiteren Triggerelement *C*:

$$\frac{P(A)}{P(B)} = \frac{P(A \wedge C)}{P(B \wedge C)} \tag{35}$$

Unter dieser Annahme kann die Rate eines beliebigen Subtriggers *X* aus der des Subtriggers *Y* durch Multiplikation mit den Ratenverhältnissen der enthaltenen Triggerelemente *A*,*B* geschätzt werden.
Sei

$$X = A \wedge C \qquad Y = B \wedge C \tag{36}$$

dann folgt

$$R(X) = R(Y)\frac{R(A)}{R(B)} \tag{37}$$

Eine bessere Schätzung erhält man mit einem Trigger *C*', welcher dem Trigger *C* sehr ähnlich ist, etwa wenn *C* und *C'* SpaCal-Trigger sind, die sich nur in der Energieschwelle unterscheiden:

$$R(X) = R(Y)\frac{R(A \wedge C')}{R(B \wedge C')} \tag{38}$$

Das Ratenverhältnis wird dabei, wenn es nicht direkt gemessen werden kann, aus *transparent run* Daten des Triggers *C'* berechnet.

7.2.2 Effizienzbestimmung

Meßdaten wurden mit den vorhandenen L1 Subtriggern, welche nicht unabhängig vom interessierenden Subtrigger sind, genommen. Sie können daher nicht zur Effizienzbestimmung des L1 Triggers verwendet werden. Die Effizienz einzelner Triggerkomponenten jedoch kann mit Meßdaten eines anderen, unabhängigen Triggers ermittelt werden (z.B. Effizienzbestimmung der Spurtrigger mit vom SpaCal getriggerten Ereignissen). Um die Effizienz eines L1 Triggers zu bestimmen werden in dieser Arbeit Monte-Carlo Daten verwendet.

7.2.3 Effizienzen einzelner Triggerelemente und Zusammenstellung des neuen Subtriggers

Zunächst soll die Effizienz der in ST2 enthaltenen Triggerelemente untersucht werden. In Abbildung 29 ist die Effizienz von ST2 und des neuen ST33 in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und p_t dargestellt. Die Definitionen der beiden Subtrigger sind:

ST2: (SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_2) && DCRPh_THig && zVtx_sig
ST33: (SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3) && DCRPh_Ta && zVtx_mul<2

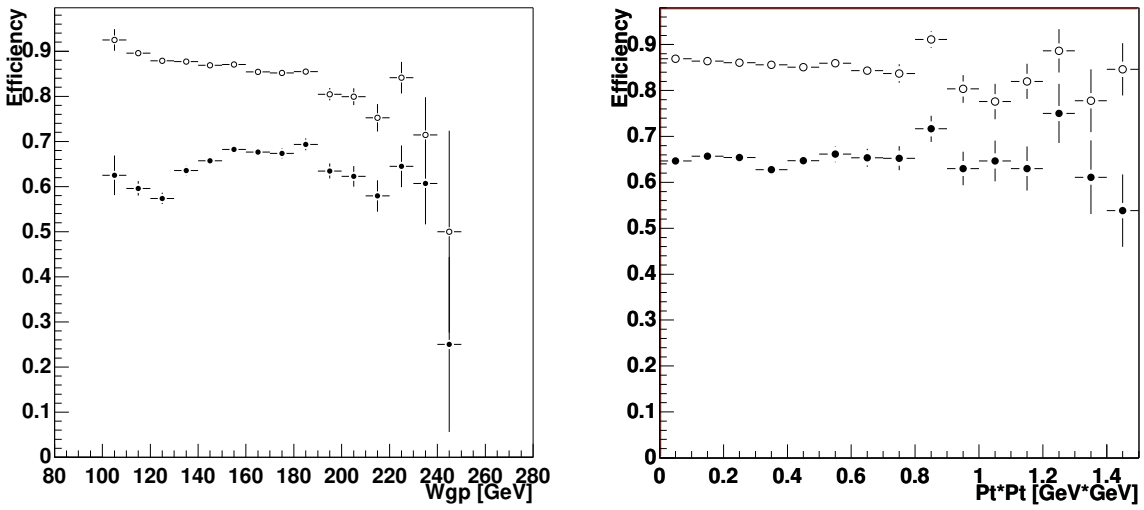


Abbildung 29: Effizienzen von ST2 (•) und ST33 (o) in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und p_t

Die wesentliche Verbesserung gelang durch den Austausch des Triggerelemens zVtx_sig, welches einen signifikanten Peak im zVertex-Histogramm fordert, gegen zVtx_mul<2. In der Track-Cluster Ereignisklasse erwartet man nur einen einzigen Eintrag im zVertex Histogramm. Wegen der beschränkten Effizienz des zVertex-Triggers können auch leere Histogramme auf-

treten. Auch mehrere Einträge sind möglich; diese müssen jedoch keinen signifikanten Peak bilden. Somit ist zVtx_sig nicht optimal geeignet. Da durch zVtx_sig auch Backgroundereignisse mit sehr vielen Spuren getriggert werden, ist auch die Rate hoch. Die Alternativen zVtx_Cls, welche alle Histogrammeinträge in vier benachtbarten bins fordert und zVtx_T0, welche mindestens einen Eintrag fordert, haben die gleichen Nachteile wie zVtx_sig.

Gut geeignet ist das Triggerelement zVtx_mul<2, welches bei 0 bis 5 Einträgen im zVertex Histogramm gesetzt wird: Es werden auch Ereignisse mit leeren zVertex Histogrammen und solche mit wenigen Background-Einträgen getriggert. Die Rate ist limitiert, weil Ereignisse mit vielen Spuren verworfen werden. Leere zVertex Histogramme sind zwar sehr häufig, jedoch nicht mit den zusätzlichen Spacal- und Spurbedingungen, so daß auch hieraus keine besonders hohe Rate resultiert. Abbildung 30 vergleicht die Effizienzen für der beiden Triggerelemente miteinander. Die Bedingung zVtx_mul hat eine Effizienz nahe 100%

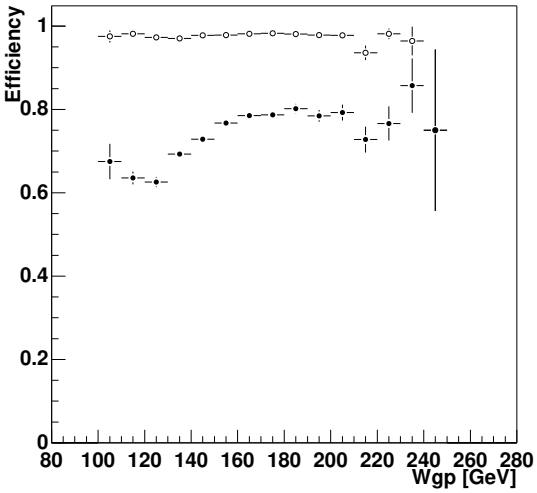


Abbildung 30: Effizienz der Triggerelemente zVtx_sig (•) und zVtx_mul<2 (o)

Der Spacal-Trigger SPCLe_IET enthält Werte zwischen 1 und 3, abhängig von der Energiedeposition im SpaCal ohne das innere Quadrat. Dort triggern SPCLe_IET_Cen_1, SPCLe_IET_Cen_2 und SPCLe_IET_Cen_3; sie unterscheiden sich durch die Energieschwellen. Die Effizienz der Spacal-Bedingung des ST2 ist bereits nahe 100%. Die Rate kann jedoch durch Anheben der Schwelle des Triggers im zentralen Quadrat ohne Effizienzverlust gesenkt werden (Abbildung 31).

Die letzte Komponente des L1 Subtriggers 2 ist das Triggerelement DCRPh_THig. Er fordert mindestens eine Spur mit einem p_t>800MeV. Bei den Spurelektronen des J/ψ- Zerfalls treten auch geringere Transversalimpulse auf, so daß im ST33 das Triggerelement DCRPh_Ta verwendet wurde, bei dem kein Schnitt auf p_t enthalten ist. Die sich ergebende verbesserte Effizienz ist in Abbildung 32 ablesbar.

7.2.4 Raten für neuen Subtrigger ST33

Hebt man im ST2 die Energieschwelle des inneren Spacalquadrates an, so kann man mit Hilfe eines ST2 *transparent runs* die erwartete Rate nach Methode A berechnen:

$$\frac{R((\text{SPCLe_IET}>1 \vee \text{SPCLe_IET_Cen_3}) \wedge \text{zVtx_sig} \wedge \text{DCRPh_THig})}{R((\text{SPCLe_IET}>1 \vee \text{SPCLe_IET_Cen_2}) \wedge \text{zVtx_sig} \wedge \text{DCRPh_THig})} = 0.6 \qquad (39)$$

Zur Abschätzung der Rate des neuen Triggers standen *transparent run* Daten des Triggerelements SPCLe_IET>2 zur Verfügung. Damit wurde das Ratenverhältnis von

$$\frac{R(\text{SPCLe_IET} > 2 \wedge \text{zVtx_mul} > 2 \wedge \text{DCRPh_Ta})}{R(\text{SPCLe_IET} > 2 \wedge \text{zVtx_sig} > \text{DCRPh_THig})} = 0.25 \qquad (40)$$

berechnet. Nimmt man nach Methode B das gleiche Ratenverhältnis für die Kombination der zVertex- und Spurbedingung mit den Spacaltriggerelementen des ST33 an, so erhält man

$$\frac{R((\text{SPCLe_IET}>1 \vee \text{SPCLe_IET_Cen_3}) \wedge \text{zVtx_mul} > 2 \wedge \text{DCRPh_Ta})}{R((\text{SPCLe_IET}>1 \vee \text{SPCLe_IET_Cen_3}) \wedge \text{zVtx_sig} > \text{DCRPh_THig})} \approx 0.25 \qquad (41)$$

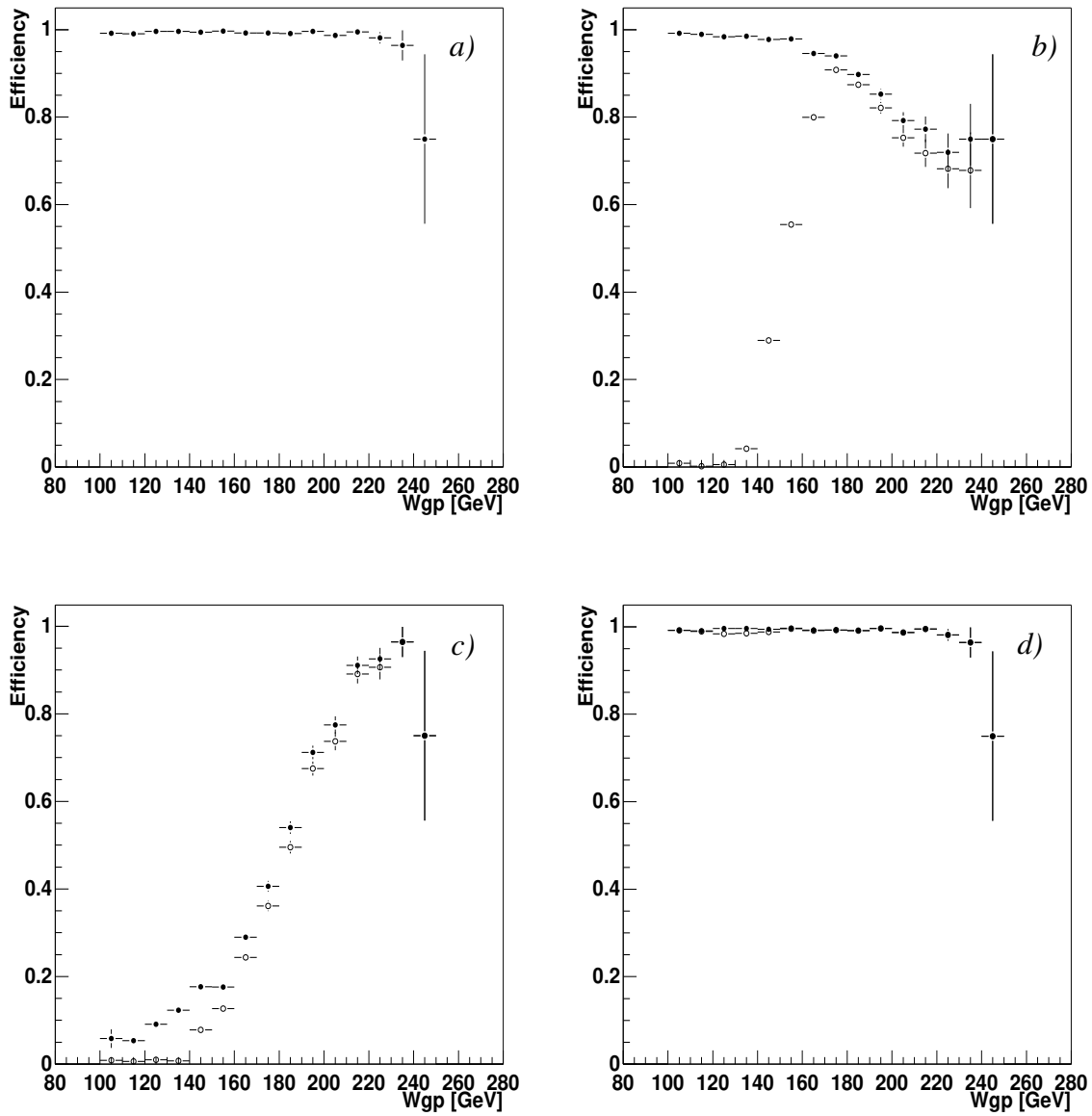


Abbildung 31: Effizienzen der Spacal-Triggerelemente:
a) Spacal-Bedingung des ST2: SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_2
b) Vergleich von SPCLe_IET>1 (•) mit SPCLe_IET>2 (o)
c) Vergleich von SPCLe_IET_Cen_2 (•) mit SPCLe_IET_Cen_3 (o)
d) Spacal-Bedingung des ST33 SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_3 (o) mit der des ST2 (•)

Aus (39) und (41) erhält man den Schätzwert für die Rate des neuen Triggers.

$$R(\mathrm{ST33}) \approx R(\mathrm{ST2}) \cdot 0.25 \cdot 0.6 \;=\; 1.2\mathrm{Hz} \tag{42}$$

Nachdem dieser Trigger aktiviert wurde, konnte die Rate gemessen werden (Abbildung 33). Es zeigt sich, daß die obigen Schätzungen nur als grober Orientierungswert geeignet sind. Im folgenden wird mit der im Experiment gemessenen Rate von 4 Hz für den ST33 gearbeitet.

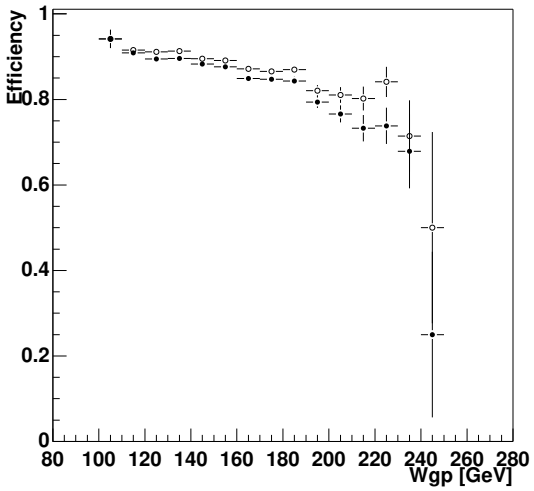


Abbildung 32: Effizienz der Triggerelemente DCRPh_Hig (•) und DCRPh_Ta (o)

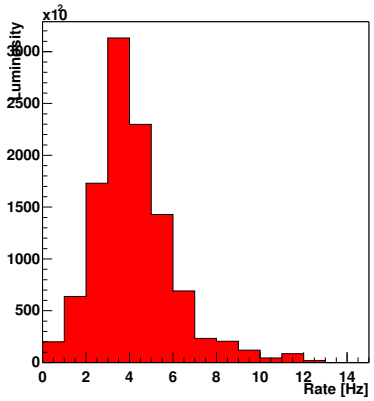


Abbildung 33: Raten des Subtriggers 33

7.3 Verhalten des mit ST2-Daten trainierten Netzes für neuen ST33

Richtig trainierte Neuronale Netze zeichnen sich im allgemeinen durch gute Generalisierungseigenschaften aus, sofern ähnliche Muster geprüft werden. In diesem Fall jedoch ist die *rejection* des Netzes auf Daten, die mit ST33 gewonnen wurden, schlecht (Tabelle 3). Der Grund

	Eingangs rate [Hz]	Ausgangs rate [Hz]	Rejection-Faktor
Phase 2	3.6	0.075	4.8

Tabelle 3: Ratenmessungen für das ST2-trainierte Netz in kombination mit ST33. Die Rejection ist gegenüber der Kombination mit ST2 sehr klein.

hierfür ist, daß die Background-Eingangsdaten des Netzes aus ST2 und ST33 qualitativ verschieden sind, so daß das mit ST2 Daten trainierte Netz bei Daten, die mit ST33 getriggert wurden, versagt. Der wesentliche Unterschied ist die Verwendung des Triggerelements zVtx_mul<2 anstatt zVtx_sig. Die Größe cpvmax kann daher auch, bei leeren zVertex-Histogrammen, den Wert Null liefern. Betrachtet man die ST2-Verteilung bei kleinen Werten, so überwiegen dort Physik-Ereignisse (Abbildung 23m). Tatsächlich aber sind die meisten Ereignisse der ST33-Verteilung mit cpvmax=0 Background (Abbildung 34c). Die Folge sind Fehlklassifizierungen von Background- als Physikereignisse.
Noch problematischer ist die Verwendung der Größe cpvpos (Abbildung 34d), da für die nun ebenfalls getriggerten Ereignisse mit leeren zVertex-Histogrammen die Position des Maximums nicht definiert ist. Mit dem Wert Null zeigt cpvpos für diese Fälle fälchlicherweise eine Position am äußersten linken Rand des Vertexbereiches an. Die Reaktion des Netzes auf diese Daten, die außerhalb des trainierten ‘Erfahrungsbereiches’ liegen, ist unvorhersehbar.
Ein Vergleich der anderen Eingangsgrößen zeigt keine qualitativen Unterschiede.

7.4 Neuronales Netz für neuen L1 Trigger ST33

Wegen der klaren Unterschiede in den Untergrundverteilungen von ST2 und ST33 wird ein neues Netz entwickelt, wobei die Untergrundereignisse aus den transparent runs 232114 und 232115 extrahiert werden. Physik-Daten dieses Abschnitts stammen aus der Selektion B mit der zusätzlichen ST33-Bedingung.

7.4.1 Vorauswahl relevanter Netzeingangsgrößen

Die Verteilungen aller in Erwägung gezogenen Netzeingangsgrößen sind in Abbildung 34 dargestellt. Es soll hier nur auf die Unterschiede zum ST2 Background (vgl. Abbildung 23) diskutiert werden. Die Größen cpvsum und cpvmax (Abbildung 34c,d) sind nach wie vor als Eingangsgrößen geeignet, es muß nur mit dem nun erweiteten Wertebereich trainiert werden. Es ist zu erwarten, daß die Verwendung von cpvpos keine Vorteile bringt, weil sie nicht für alle Ereignisse definiert ist. Für undefinierte Ereignisse ist cpvpos gleich Null, was ungünstigerweise einen Wechelwirkungspunkt am linken Rand des Vertex vortäuscht.
Es werden für dieses Netz zusätzlich die Variablen bigterg, die Energiesumme aller Bigtowers, sowie bigtnum, die Zahl der elektromagenetischen und hadronischen Bigtowers untersucht (Abbildung 34a,b). In den Verteilungen beider Größen erkennt man, daß J/ψ's von Ereignissen mit höherer Energiedeposition abgegrenzt werden müssen: Sowohl die Energie als auch die Zahl der Bigtowers häuft sich bei kleineren Werten als beim Background.

7.4.2 Ergebnis des Netztrainings

Nach dem Optimieren mit den gleichen Methoden wie beim ST2-Netz erhält man ein neues Netz, welches eine Ratenreduktion um den Faktor 10 erlaubt (Abbildung 35), was um einen Faktor 2 höher ist als die Reduktion des ST2-Netzes auf ST33-Daten. Allerdings ist die Leistung nicht so groß wie beim ST2-Netz auf ST2-Daten. Dabei wurde bereits berücksichtigt, daß ST33 eine verbesserte Effizienz bei geringerer Rate liefert.

7.4.3 Untersuchungen zum Netzverhalten mit verschärfter Physikselektion

Da die Verbesserungsmöglichkeiten beim Training ausgeschöpft sind, soll nun die Auswahl der Trainingsdaten genauer betrachtet werden. Die Backgrounddaten sind eindeutig festgelegt, die Physikklasse jedoch hängt von den angewandten Schnitten ab. Gelingt es, ohne wesentliche Verluste in der Selektionseffizienz den in der Physikselektion enthaltenen Background zu reduzieren, so hebt sich die Physikklasse besser von Background ab; das Neuronale Netz hat ein 'leichteres' Problem zu lösen. Bisher wurde die Selektion B (Siehe Kapitel 6.2) verwendet. Es wird im folgenden die strengere Selektion C untersucht .
Die bisherige Physikklasse wird nun durch die zusätzlichen Schnitte gereinigt. Die Ereignisse der strengeren Selektion führen zu Netzausgaben näher am Sollwert Eins (siehe Abbildung 36). Obwohl beim Training nicht auf Unterschiede innerhalb der Physikklasse trainiert wurde, kann das Netz zwischen besseren und weniger guten J/ψ-Kandidaten unterscheiden. Geometrisch interpretiert liegen im Raum der Eingangsvariablen die 'besseren' J/ψ's im Zentrum ihrer Klasse. Ohne weitere Änderungen am Netz könnte der Schnitt auf den Netzausgang angehoben werden, da die verworfenen Ereignisse zum Großteil nicht der reine Physikklassse angehören.
Alternativ kann ein Training mit der reinen Physikklasse durchgeführt werden. Das dabei erhaltene Netz weist sehr gute Leistung auf und kommt schließlich zum Einsatz (Abbildung 37). Die verwendeten Eingangsgrößen sind cpvmax,cpvsum, larife, spcent1, spcent3, trtot, nbigbwd, nbigray. Die Lernrate betrug 0.001, der Moment-Parameter 0.1 und es wurden 6 versteckte Knoten verwendet. Der Arbeitspunkt wird auf eine Effizienz von 94% bei einer Ratenreduktion

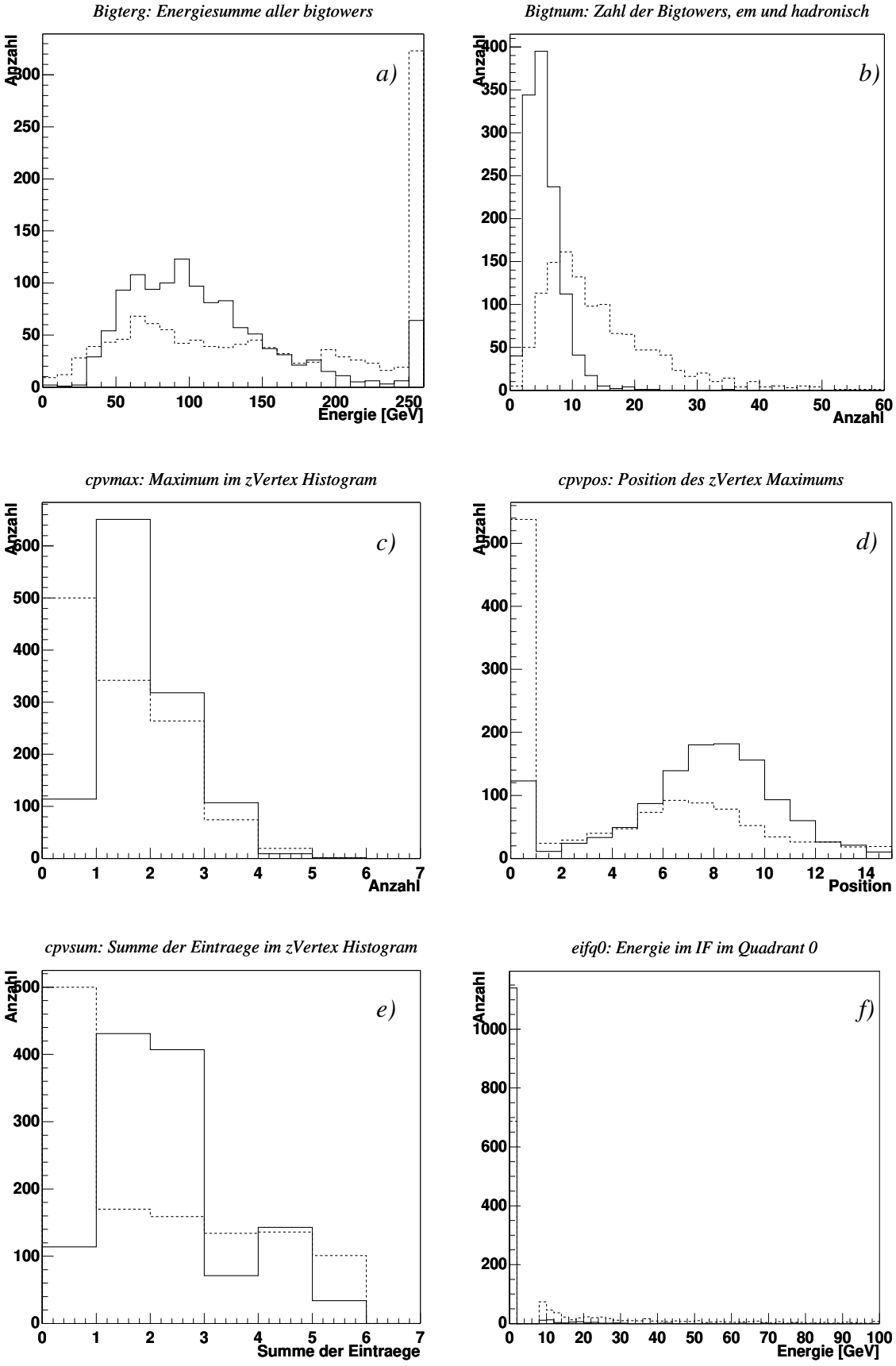
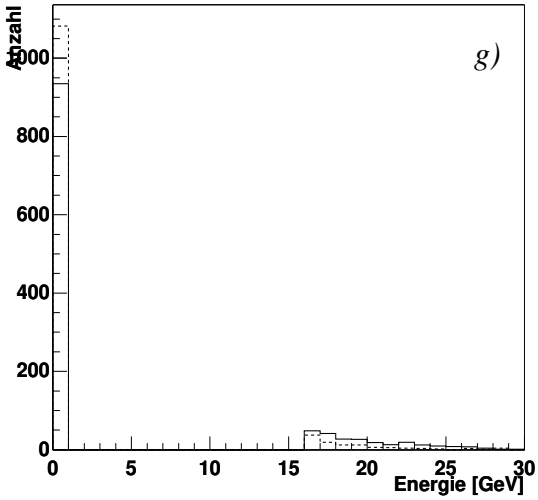
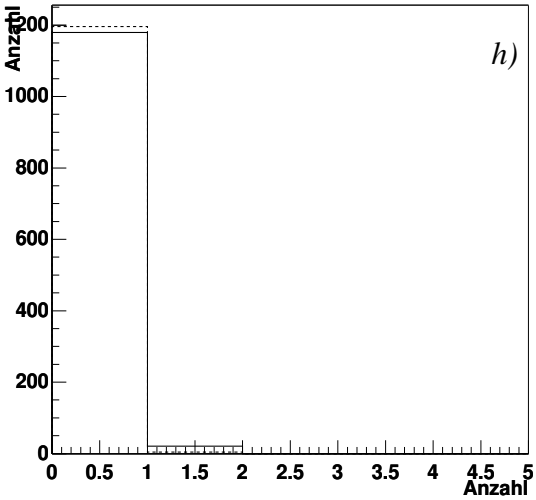


Abbildung 34: Verteilung möglicher Netzeingangsgrößen für ST33 background (gestrichelt) und Track-Cluster J/ψ's (durchgezogen)

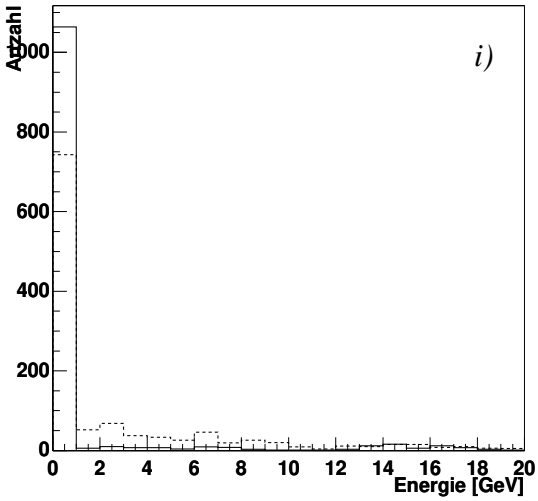
larcbe: Energie im LA zentral



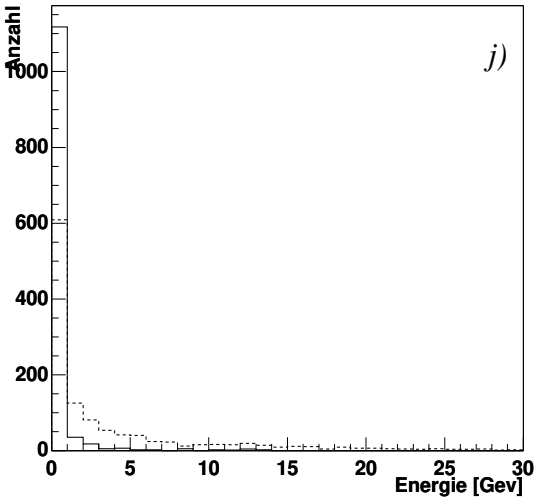
larele2: Zahl der Elektronenklandidaten im LA



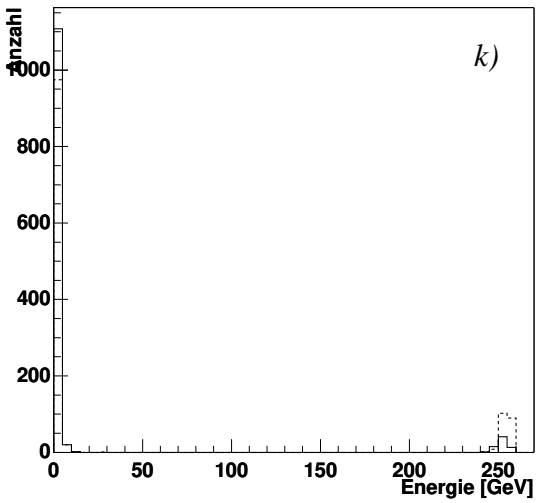
laret: Gesamte transversale Energie im LA



laretot: Gesamte Energie im LA



larex: X-Komponente der Gesamtenergie im LA



larfbe: Energie im LA zentral vorne

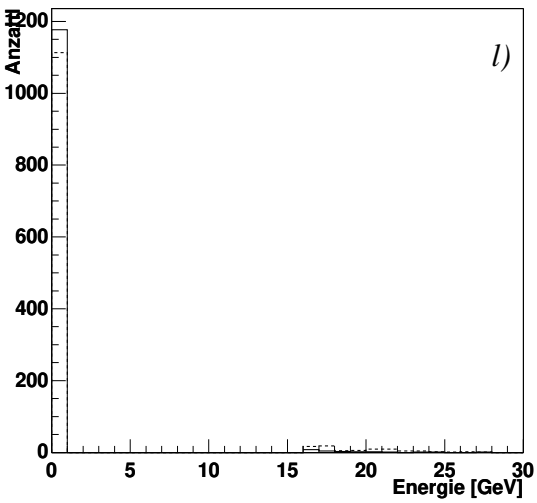
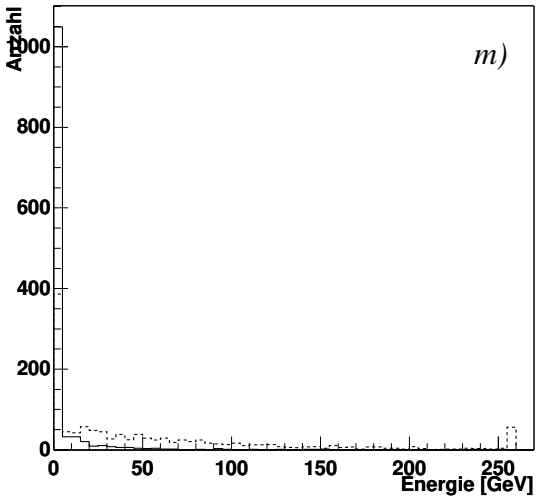
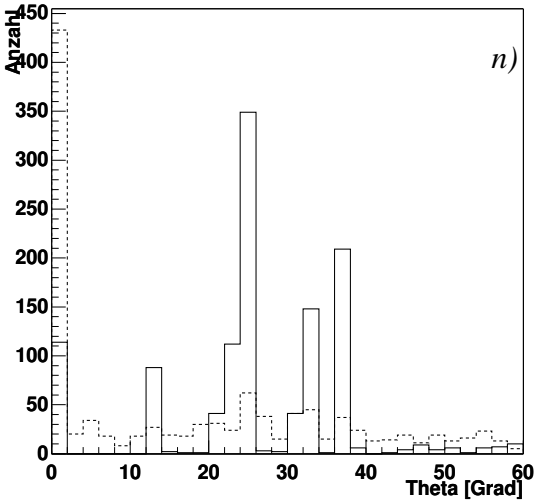


Abbildung 34 (Fortsetzung)

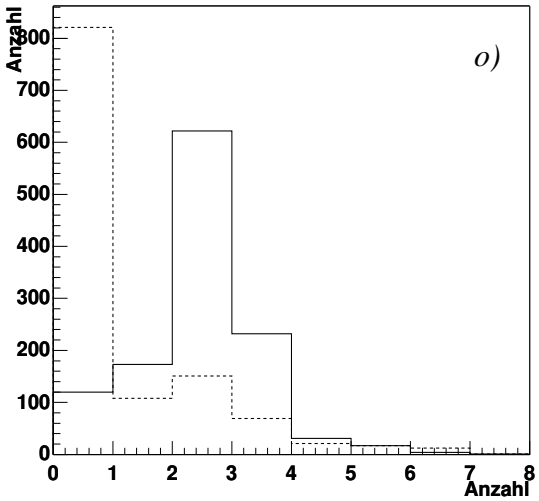
larife: Energie im LA innen vorne



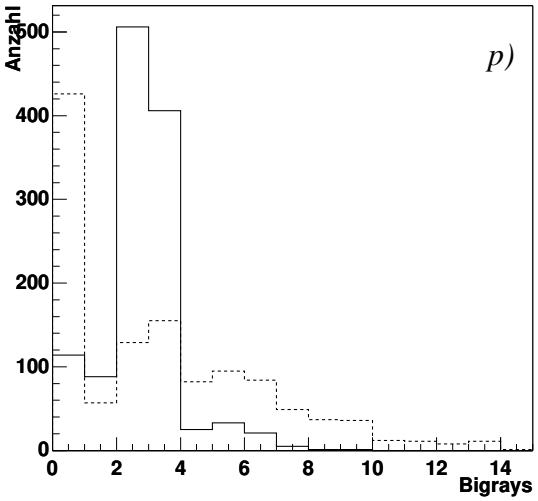
Mbigthe: Mittleres Theta aller bigrays



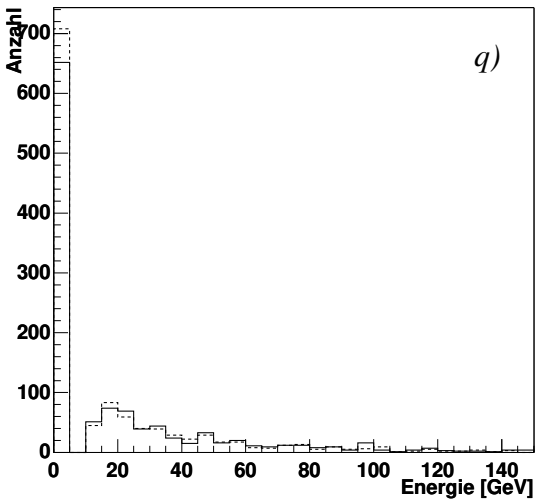
Nbigbwd: Zahl der bigrays in bin 11..13



nbigray: Zahl der bigrays



pluge: Pluge Energie



spallcl2: Spacal Clusterbits insgesamt (Schwelle 2)

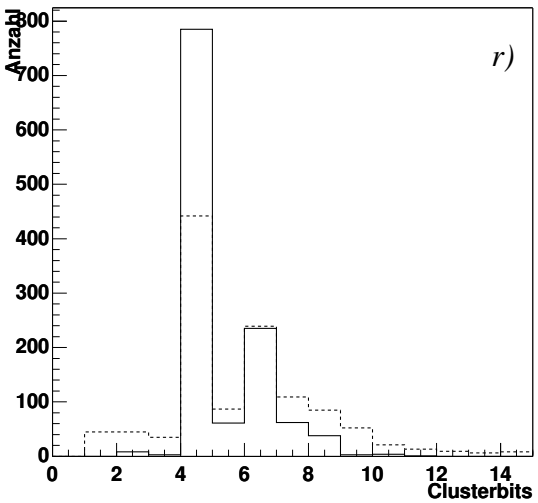
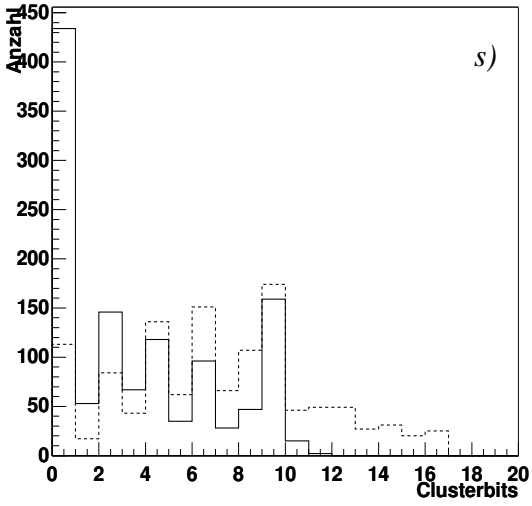
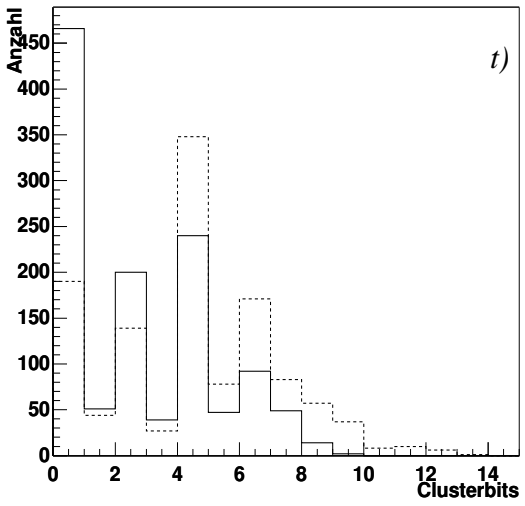


Abbildung 34 (Fortsetzung)

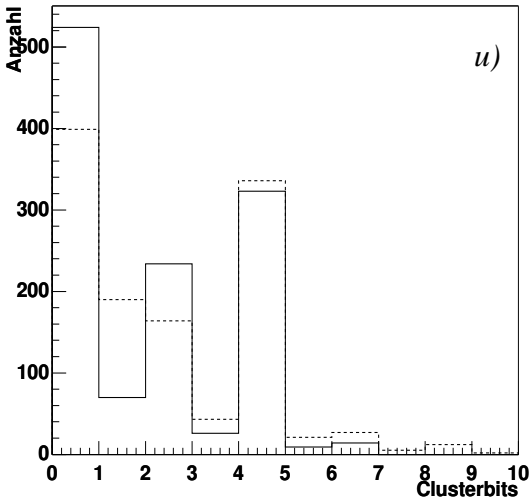
spcent1: Zahl der inneren Spacal Clusterbits (Schwelle 1)



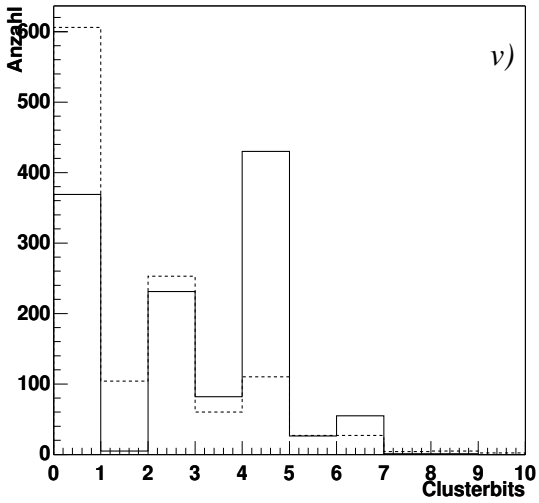
spcent2: Zahl der inneren Spacal Clusterbits (Schwelle 2)



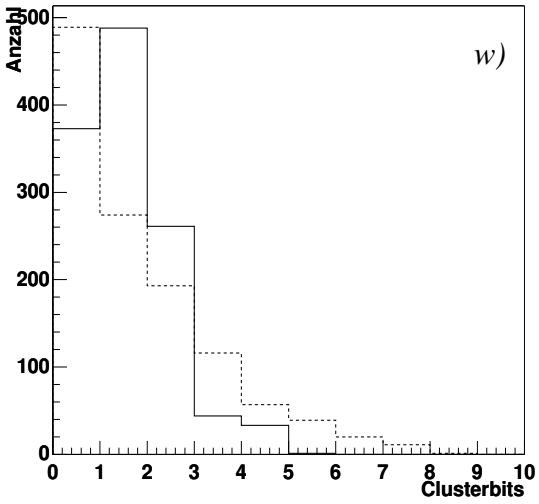
spcent3: Zahl der inneren Spacal Clusterbits (Schwelle 3)



spoutcl2: Spacal Clusterbist aussen (Schwelle 2)



spsumcl1: Zahl der Spacal Clusterbits (Schwelle 1)



spsumcl2: Zahl der Spacal Clusterbits (Schwelle 2)

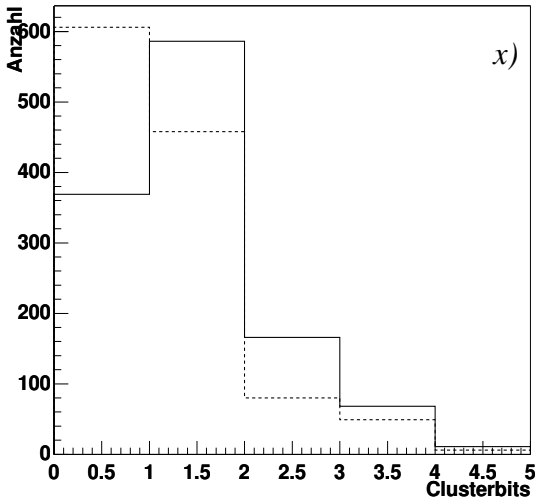
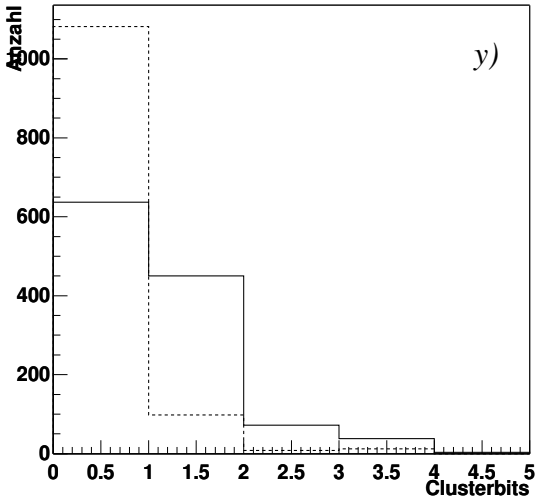
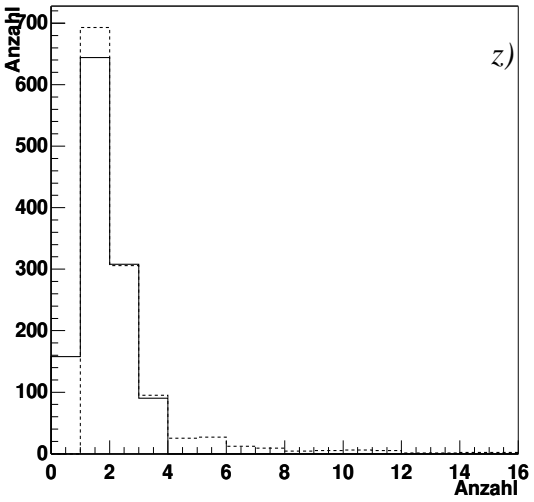


Abbildung 34 (Fortsetzung)

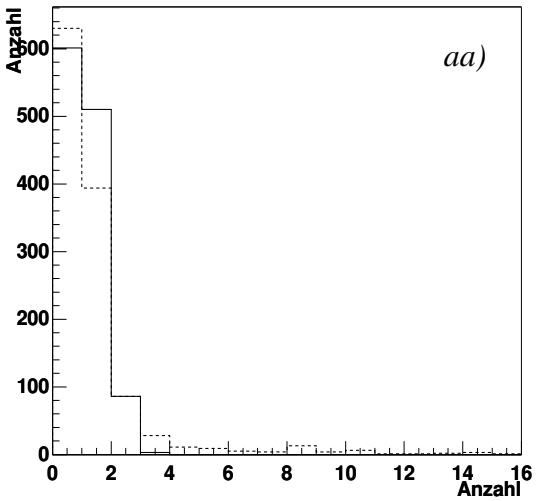
spsumcl3: Zahl der Spacal Clusterbits (Schwelle 3)



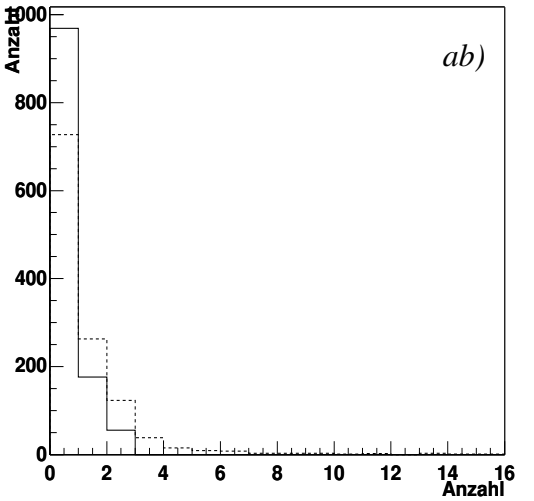
trhineg: Driftkammer Treffer, neg. Ladung, hoher Impuls



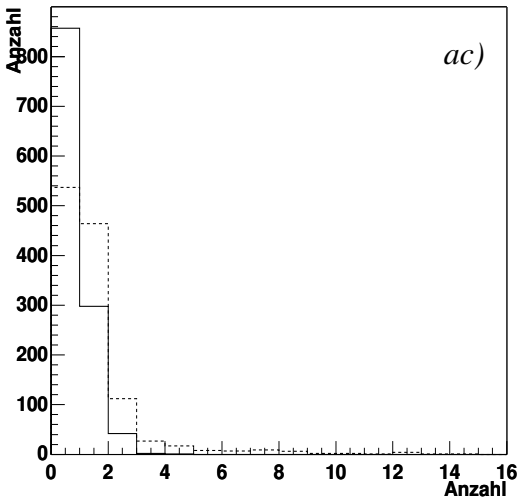
trhipos: Driftkammer Treffer, pos. Ladung, hoher Impuls



trloneg: Driftkammer Treffer, neg. Ladung, niedriger Impuls



trlopos: Driftkammer Treffer, pos. Ladung, niedriger Impuls



trtot: Driftkammer Treffer

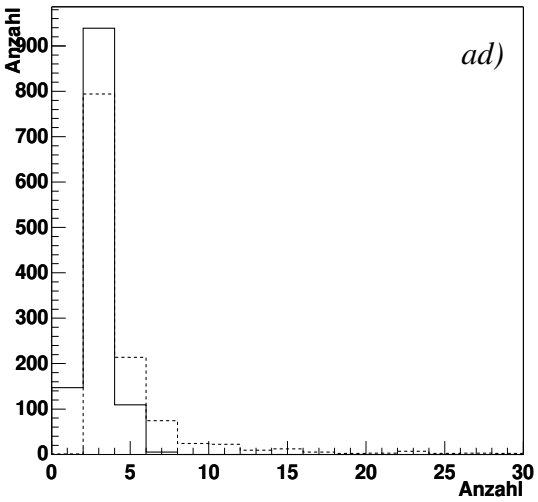


Abbildung 34 (Fortsetzung)

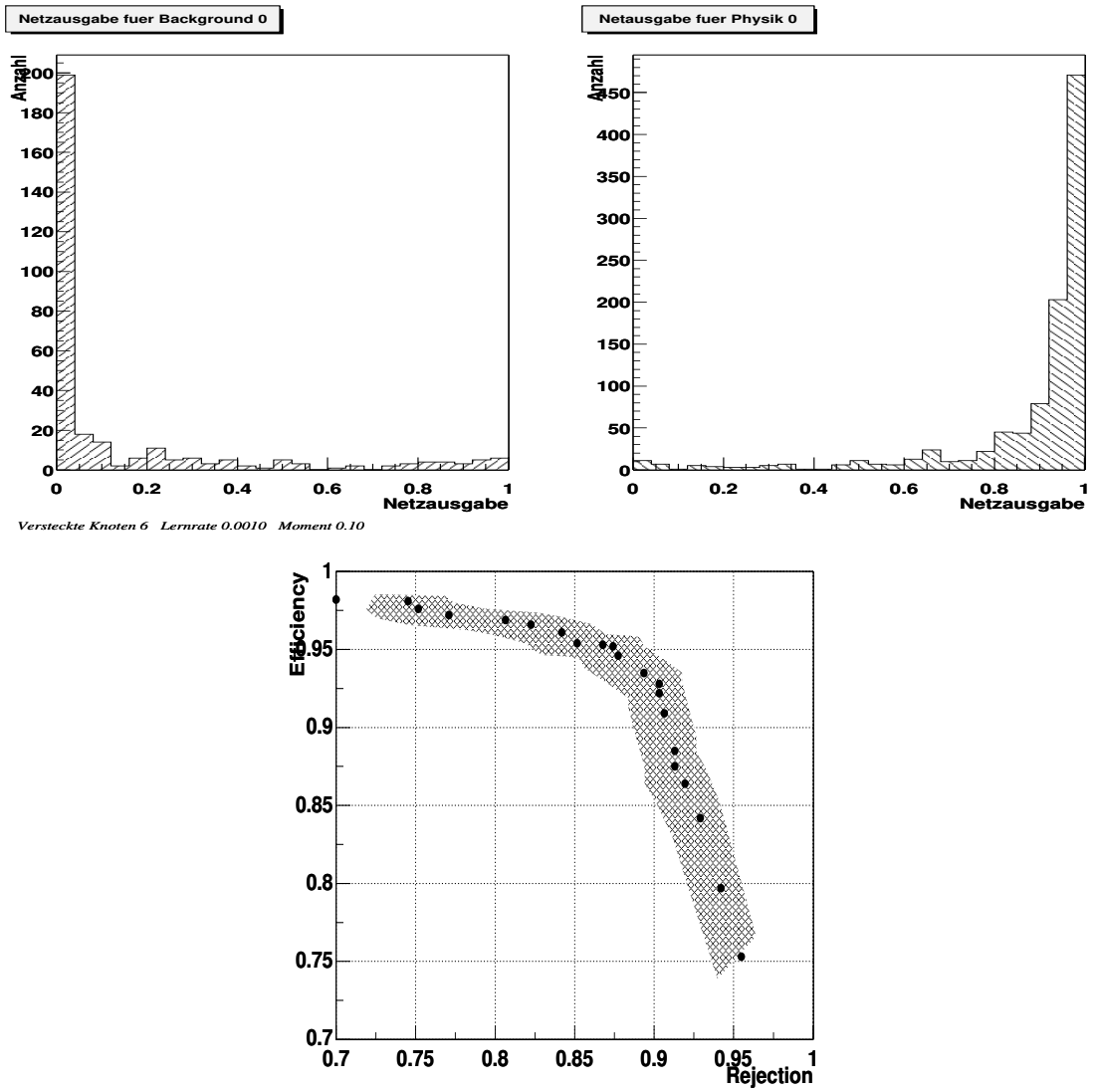


Abbildung 35: Ausgangsverteilungen und Effizienzplot des für ST33 optimierten Netzes

um den Faktor 16 gewählt (Abbildung 37a). Dies entspricht einem Schnitt auf die Netzausgabe bei 0.68. Die erwartete L2-Ausgangsrate liegt dann bei 0.25 Hz. Dieses Netz wird in das Triggersystem installiert und liefert Raten zwischen 0.1 und 0.4 Hz, abhängig von den vorliegenden Strahlbedingungen. Die Rate wird ca. um den Faktor 15 reduziert (Abbildung 37b).
Ein Teil der Physik-Ereignisse, welche in diesem Training nicht mehr verwendet wurden, werden von dem Netz klar als Background klassifiziert (Abbildung 38). Das Netz ist in der Lage, Background innerhalb der Physikklasse zu erkennen, wenn es mit der nur gering 'verunreinigter' Physikklasse trainiert wurde.

Zusammenfassung der Netzeffizienz, -rate

Korrekt mißt man die Qualität eines Netzes an der Gesamteffizienz von L1 und L2 sowie der absolute L2-Ausgangsrate. In Abbildung 39 werden diese beiden Größen gegeneinander aufgetragen. Die unterschiedlichen Versionen Trigger bei der Entwicklung werden miteinander verglichen.

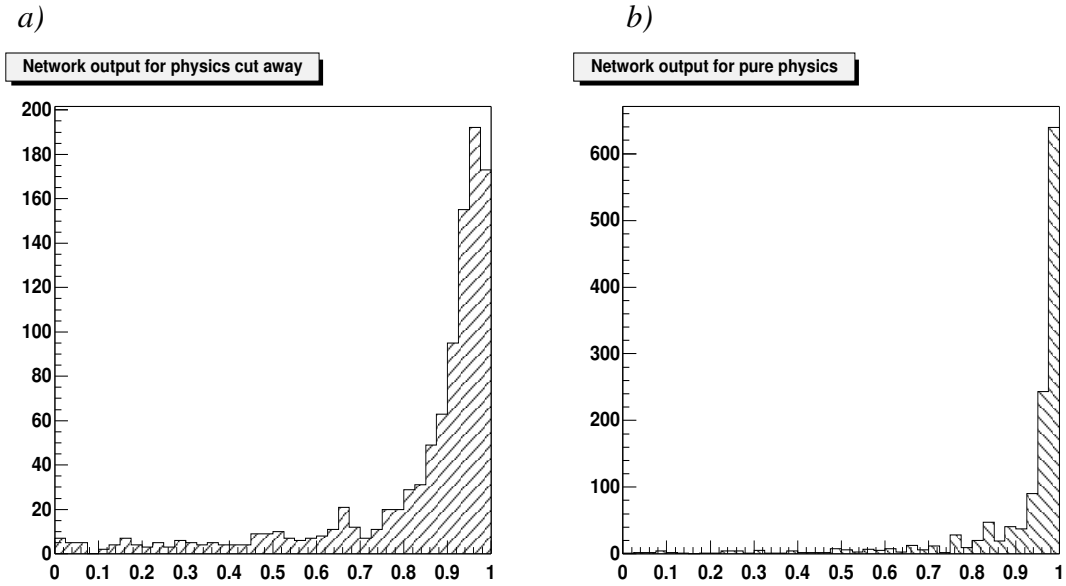


Abbildung 36: Ausgangsverteilungen des ST33-trainierten Netzes, getrennt für die reineren J/ψ's (b) und den Rest (a)

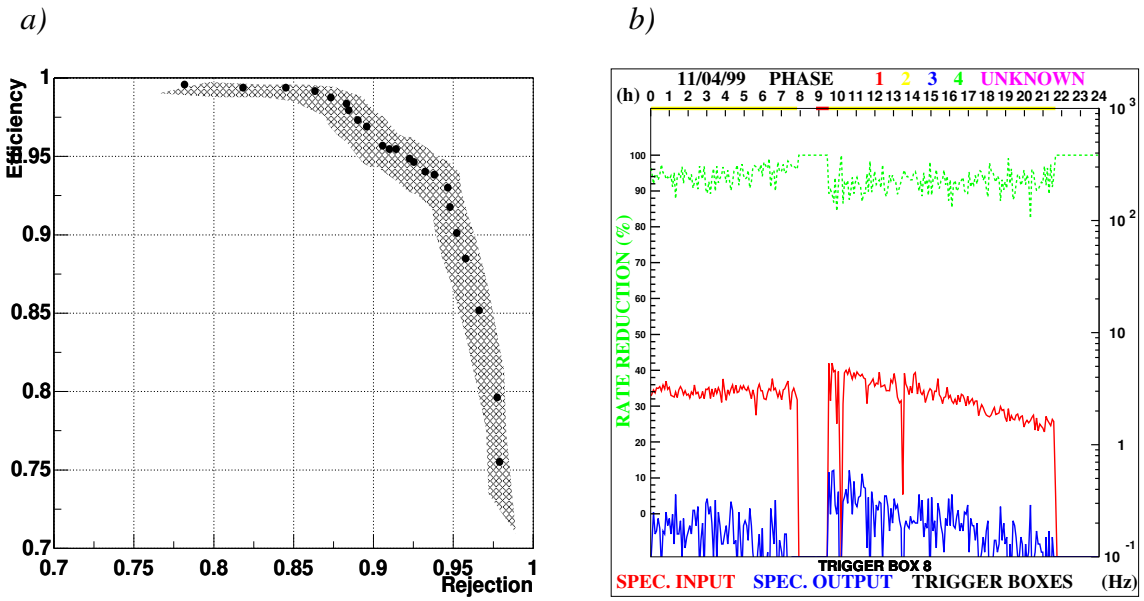


Abbildung 37: a) Effizienzplot des mit reinen Physikereignissen trainierten Netzes. b) Online gemessene Raten für dieses Netz in Kombination mit ST33.

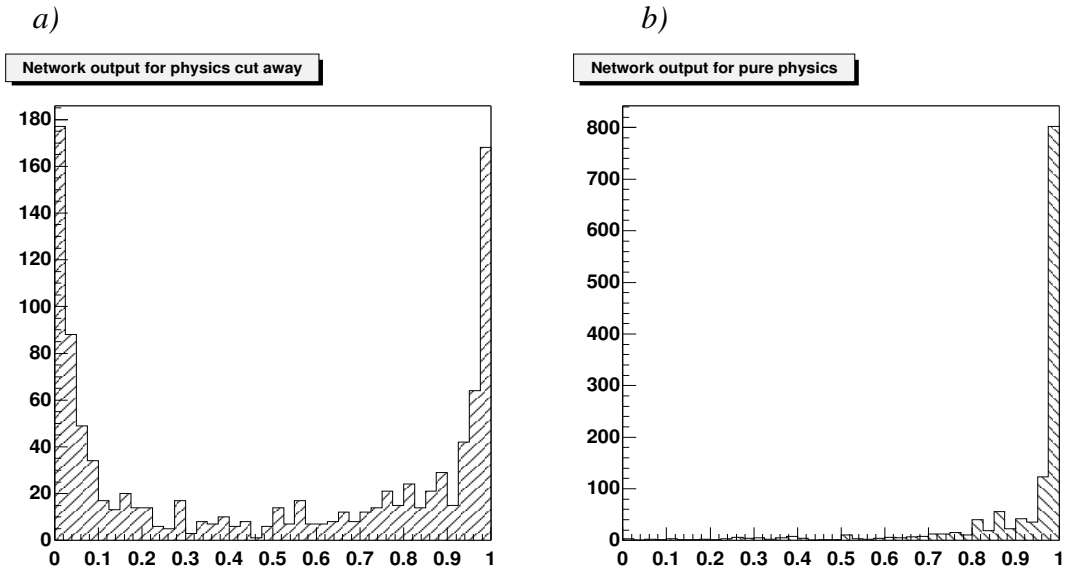


Abbildung 38: Ausgangsverteilungen des ST33-trainierten Netzes nach einem erneuten Training mit der reinen J/ψ-Klasse, getrennt für die reineren J/ψ's (b) und den nun ausgeschlossenen J/ψ-Kandidaten (a)

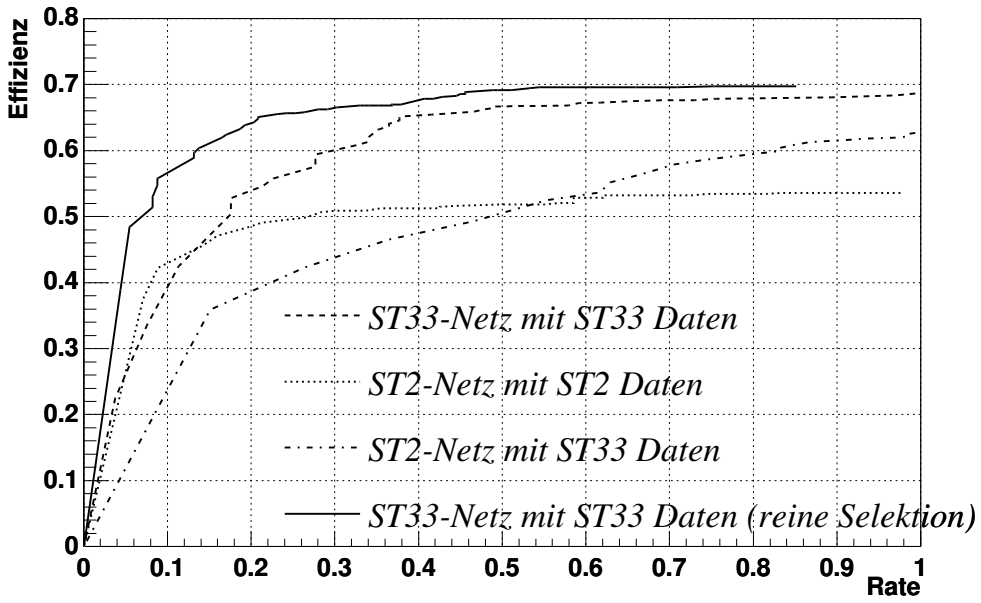


Abbildung 39: Übersicht über die behandelten Trigger auf L1 und L2. Es ist die Gesamteffizienz von L1 und L2 der L2-Ausgangsrate gegenübergestellt. Der durchgezogene Graph ist nur eingeschränkt mit den anderen vergleichbar, weil eine gereinigte Physikklasse zugrundeliegt.

7.5 L4 Finder für J/ψ Track-Cluster- ϒ- und J/ψ DIS-Ereignisse

7.5.1 Ratenberechnungen

Nach der Optimierung der Trigger auf Stufe L1 und L2 stellt sich noch die Frage nach der L4 Ausgangsrate, welche durch die neuen Trigger erzeugt wird. Für jeden Physik-Kanal existiert auf L4 ein sogenannter 'Finder'. Diesem Programm stehen die Daten der einzelnen Detektorkomponenten zur Verfügung. Es entscheidet anhand einer vollen Ereignisrekonstruktion, ob dieses Ereignis auf Band geschrieben wird. Die gesamte L4 Eingangsrate liegt in der Größenordnung 25 Hz, die L4 Ausgangsrate für alle Physikkanäle zusammen bei ca. 6 Hz. Wegen dieser Beschränkung müssen die Raten der einzelnen Kanäle klein gehalten werden.
Für Track-Cluster J/ψ's in Photoproduktion wurde bisher der Finder JPSPACT verwendet. Er validierte die L1 Subtrigger ST1,2 und 3. Ein Anhaltswert für die erlaubte Rate ist 0.1 Hz.
Die L4 Finder validieren nur einen bestimmten, für den jeweiligen Physikkanal geeigneten Teil der L1 Subtrigger, um die L4 Ausgangsrate und die Totzeit klein zu halten.
Notwendig für die Berechnung der L4 Raten des neuen J/ψ Triggers sind Daten des neuen L1 Subtriggers 33. Die Ratenreduktion auf L2 durch das Netz kann dann simuliert werden, ebenso die Entscheidung des L4 Finders.
Nach Aktivierung des ST33 wurden zwei L2-L4 *transparent runs*[1] mit ausreichender Statistik genommen, welche die Grundlage für die Ratenberechnungen bildeten.
Um die Rate des L4 Finders für einen bestimmten Subtrigger-Cocktail zu bestimmen, werden die Ereignisse gezählt welche

- von mindestens einem der vom L4 Finder zu validierenden L1 Subtrigger getriggert wurden (z.B. von ST1,2,3 oder 33),
- die Stufe L2 passiert hätten und
- von dem L4 Finder akzeptiert würden.

Der Umrechnungsfaktor Rate/Ereignis kann mit Hilfe der protokollierten Raten ermittelt werden.[2]
Tabelle 4 zeigt die auf diese Weise bestimmte Raten für den bisherigen JPSPACT Finder:

	L1 ST	Netz	Ereignisse	Rate [Hz]
Bisheriges Setup	1,2,3	Aus	126	0.322
Hinzunahme des neuen Triggers	1,2,3,33	Ein	169	0.432
Ausschließlich neuer Trigger	33	Ein	71	0.181

Tabelle 4: Berechnete Raten für bisherigen JPSPACT Finder

In Übereinstimmung mit den protokollierten L4-Raten übersteigt bereits beim bisherigem Setup die L4 Ausgangsrate die den zugestandenen Wert von 0.1 Hz deutlich. Deshalb wurde der Finder JPSPACT überarbeitet.

1. Runs 232114 und 232115
2. Im RunInfo Ntuple ist für ST33 eine Rate von 4 Hz protokolliert, selektiert wurden 1566 Ereignisse

7.5.2 Zielsetzung für neuen Finder

Nach Absprache mit anderen Mitgliedern des H1 Experiments wurde beschlossen, mit dem neuen Finder auch ϒ Track-Cluster und DIS-J/ψ Ereignisse zu triggern. Für die Produktion schwerer Vektormesonen ϒ gibt es wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts keine detaillierten Messungen. Inelastisch erzeugte J/ψ's ermöglichen die Messung der Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts.

7.5.3 Struktur des alten Finders

Zur Selektion von Ereignissen der Reaktion fordert der Finder:
a) 1-10 rekonstruierte Tracks
b) 1-2 rekonstruierte Cluster
c) Untere Schwelle für den Cluster mit der höchsten Energie, abhängig von dem Abstand des Clusters von der Strahlachse (Radius)
d) Mindestens eine Spur mit θ>80° muß mit einem der Cluster eine *back-to-back* Bedingung erfüllen: Die Winkeldifferenz der Azimutwinkel ϕ muß zwischen 90° und 270° liegen

Die Effizienz dieses Finders wird in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und p_t, den Transversamimpuls des J/ψ, überprüft, da die entsprechenden differentiellen Wirkunksquerschnitte von physikalischem Interesse sind. Abbildung 40 zeigt die Effizienzen für die J/ψ Selektion von '97: Über weite Bereiche erreicht der Finder Effizienzen von >90%. Der Wert bei $W_{\gamma p}$=250GeV ist statistisch nicht relevant.

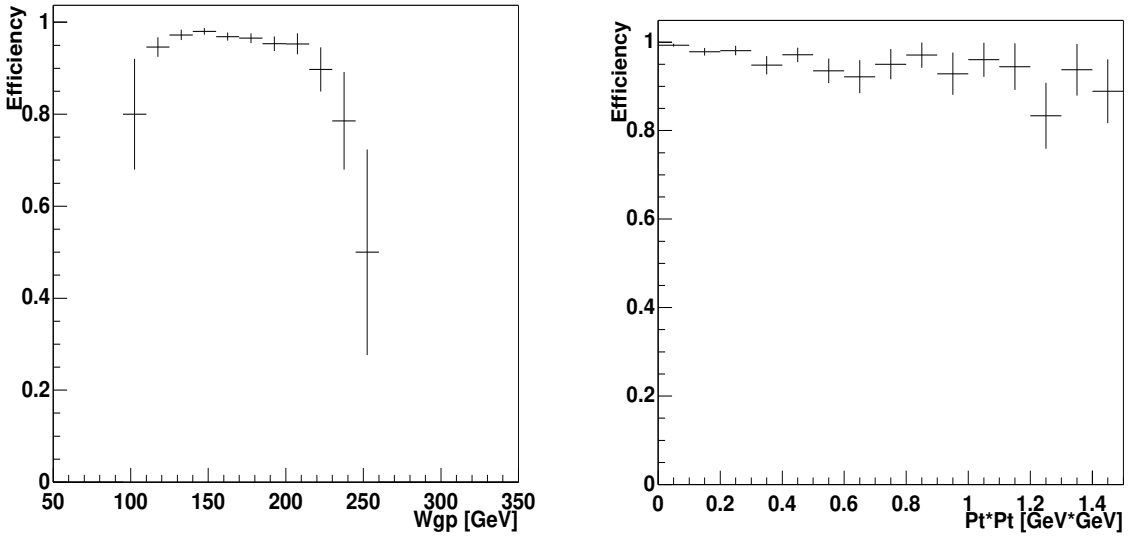


Abbildung 40: Effizienzen des bisherigen L4 Finders JPSPACT für Meßdaten

In Abbildung 41 sieht man zum Vergleich die Effizienzen für Monte-Carlo Daten: Sie liegen im gesamten kinematischen Bereich nur wenig unter 100%.Die Unterschiede zwischen Abbildung 40 und Abbildung 41 können von mehreren Faktoren verursacht sein:
- Im Gegensatz zur Monte-Carlo Selektion enthalten die Meßdaten auch noch Background-Ereignisse
- Die Monte-Carlo Simulation beschreibt die Realität möglicherweise nicht hinreichend

7.5.4 Neuer Finder - Kanal für Track-Cluster J/ψ's

Im folgenden werden die einzelnen Forderungen des alten JPSPACT Finders untersucht und geprüft, ob sie verschärft werden können um damit Untergrund eliminieren, ohne J/ψ's zu verwer-

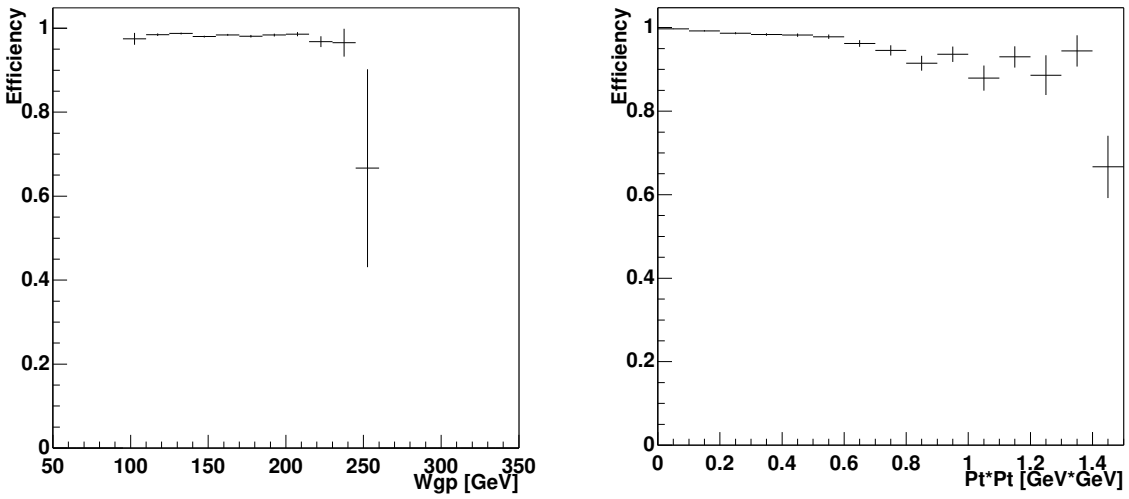


Abbildung 41: Effizienzen des bisherigen L4 Finders JPSPACT für Monte-Carlo Daten

fen. Die Eingangsdaten für den L4 Finder, welche in den folgenden Abbildungen gezeigt werden, sind wieder aus L2L4 *transparent runs* gewonnen. Dabei wurden Ereignisse ausgewählt, die

- von ST1,2,3,33 oder 61 getriggert wurden (das sind diejenigen Subtrigger, die vom neuen Finder validiert werden sollen) und
- L2 passiert haben (die simulierten Netzentscheidung des neuen Netzes L2 wird miteinbezogen)

Der Trigger ST61 ((SPCLe_IET>2||SPCLe_IET_Cen_3)&&DCRPh_THig&&zVtx_sig) enthält zwar zu große Schwellen für das Triggern der gesamten Track-Cluster J/ψ Klasse, ist jedoch in Teilbereichen effizient. Daher wurde er in die Subtriggermaske des L4 Finders aufgenommen.

Schnitt auf die Zahl der rekonstruierten Cluster und Tracks

Ein Track-Cluster Zerfall des J/ψ's erzeugt im Idealfall genau eine Spur und einen Cluster. Zugunsten einer bessere Kontrolle der Monte-Carlo Simulation bei der Analyse läßt man zusätzliche Spuren und Cluster zu.
Abbildung 42 stellt die Verteilung der Track-/Clusterzahl für L4 Eingangsdaten und Physikselektion gegenüber. In den Eingangsdaten ist immer mindestens ein Cluster enthalten, weil in allen zugrundeliegenden L1 Subtriggern ein Cluster gefordert wurde. Die L1 Subtrigger 1 und 3 sind jedoch reine Spacal-Trigger, so daß auch Ereignisse ohne Spuren im Detektor auftreten. Eine Forderung im Finder von maximal 4 Spuren anstatt 10 wie bisher reduziert die Rate deutlich ohne Effizienzverluste.
Die topologische *back-to-back* Bedingung greift nicht bei vielen Spuren und Clustern, da in diesem Fall die Wahrscheinlichkeit groß ist, daß sich zufällig eine Spur und ein Cluster in ϕ gegenüber liegen. Dadurch wirkt sich Verringerung der maximalen Spuranzahl besonders günstig auf die Rate aus.

Schnitt auf die Clusterenergie

Wegen der Kinematik des J/ψ–Zerfalls hat das Elektron, das im SpaCal nachgewiesen wird umso höhere Energie, je kleiner der Abstand r des Auftreffpunktes im SpaCal von der Strahlachse ist. Deshalb wurde im bisherigen Finder ein abstandsabhängiger Schnitt auf die Cluster-

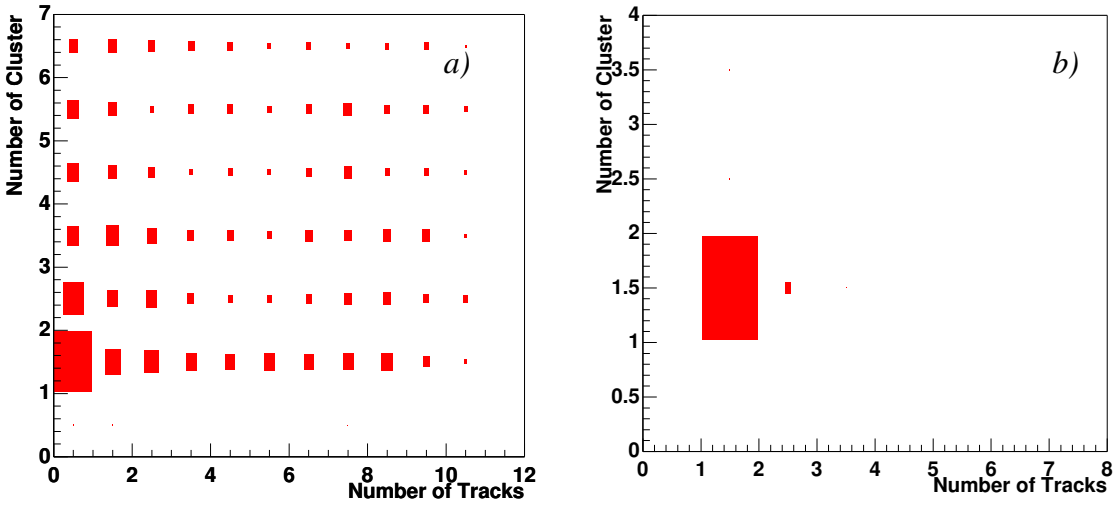


Abbildung 42: Verteilung der Track-/Clusterzahl für die Eingangsdaten des L4 Finders (a) und die Physikselektion 1997 (b)

energie des Clusters mit höchster Energie angewandt:

$$E[\mathrm{GeV}] > \frac{5}{(r[\mathrm{cm}] - 6)} + 2.5 \tag{43}$$

Abbildung 43 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Clusterenergien deren Abstände von der Strahlachse für Monte-Carlo simulierte Ereignisse und für reale Daten vor der Stufe L4. Die verschärften Schnitte bringen vor allem eine Ratenreduktion durch das verwerfen der Cluster nahe der Strahlachse mit zu hoher Energie. Der bisherige Finder akzeptierte alle Cluster näher als 6cm am Strahl. Der radiusabhängige Schnitt wurde besser an die Daten angepaßt und eine zusätzliche Forderung verwirft Cluster mit Energien >20GeV. Die neuen Schnitte sind

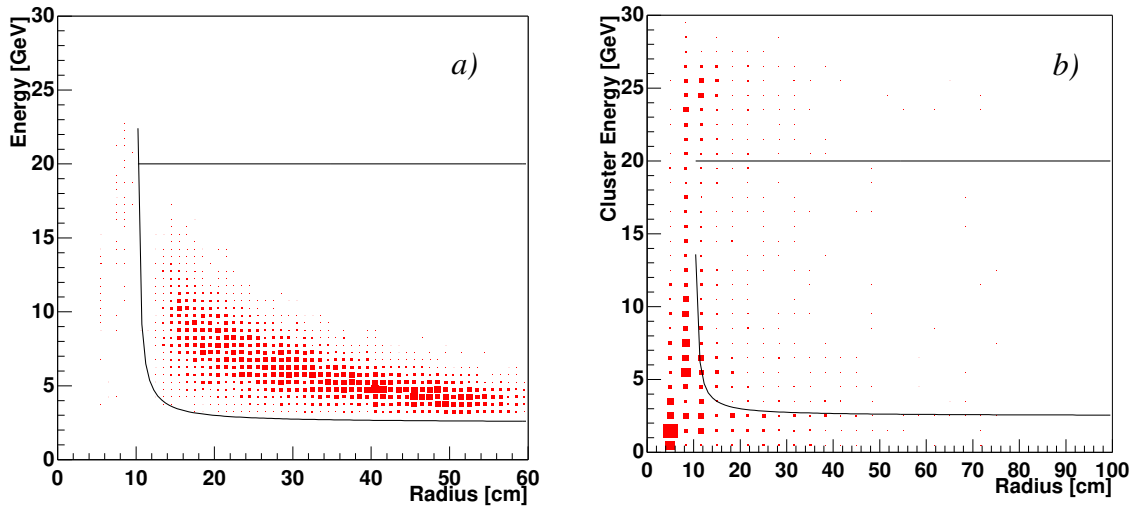


Abbildung 43:
a) Verteilung der Cluster aus Monte-Carlo Ereignissen auf Clusterenergie und -radius. Die Linien stellen die im neuen Finder angewandten Schnitte.
b) Dieselbe Darstellung für die Eingangsdaten des Finders begründet die Reduktion

$$E[\mathrm{GeV}] > \frac{5}{(r[\mathrm{cm}] - 10)} + 2.5 \qquad r > 10.1\,\mathrm{cm} \qquad E < 20\mathrm{GeV} \tag{44}$$

Angewandt werden die Schnitte nicht - wie bisher - auf den Cluster mit höchster Energie, sondern auf den Cluster, der mit einer Spur die *back-to-back* Bedingung erfüllt. So wird ein Ereignis mit zwei Clustern, von denen der eine wegen zu geringer Energie und der andere wegen fehlender *back-to-back* Topologie nicht vom J/ψ-Zerfall stammen kann, verworfen.

Back-to-back Bedingung

Auch die *back-to-back* Bedingung wird überprüft. Hat das J/ψ keinen Transversalimpuls p_t, so werden die Elektronen in der r/ϕ-Ebene in entgegengesetzte Richtung emittiert. Mit Transversalimpuls ist dies nur noch näherungsweise gültig. Abbildung 44 zeigt die Verteilung der Differenz von ϕ_{Track} und ϕ_{Cluster} für Monte-Carlo Daten. Eine Verschärfung des bisher angewandte Schnitts d) würde zum Verlust von Ereignissen bei hohem p_t führen. Dies zeigt der Effizienzplot in Abbildung 44, bei dem der Schnitt $140° < \left|\phi_{\mathrm{Track}} - \phi_{\mathrm{Cluster}}\right| < 220°$ angewandt wurde. Die Gesamtzahl der verworfenen Ereignisse bei strengerer *back-to-back* Bedingung ist gering, tritt aber in einem für die Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts wichtigen kinematischen Bereich, so daß der Schnitt d) zur Ratenreduktion nicht verschärft werden darf.

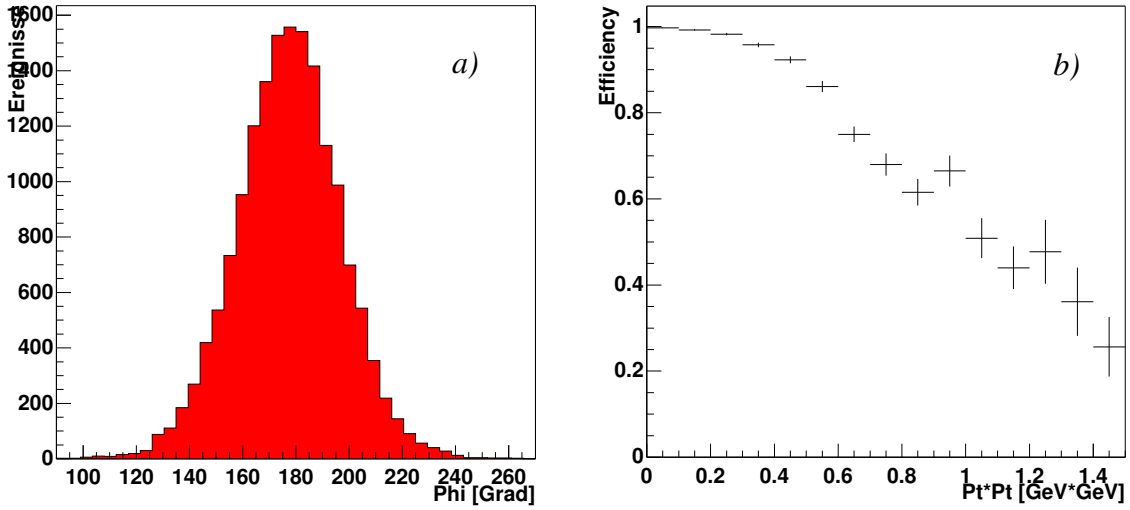


Abbildung 44:
a) Verteilung von $\Delta\phi$.
b) Auswirkung einer strengeren back-to-back Bedingung auf die Effizienz bei hohen p_t

Schnitt auf θ

Wird ein Elektron aus dem J/ψ Zerfall im SpaCal nachgewiesen, ist der Winkelbereich des anderen Elektrons auf θ>80° eingeschränkt (Abbildung 45). Dieser Teil des bisherigen Finders bleibt ebenfalls unberührt.

Effizienz des neuen J/ψ-Kanals

In Abbildung 46 wird die Effizienz des neuen J/ψ-Finders überprüft. Gegenüber dem bisherigen Finder ergibt sich keine Verschlechterung (vgl. Abbildung 40 und Abbildung 41), die Rate wird jedoch etwa um den Faktor 8 reduziert und zeigt somit einen deutlichen Gewinn.

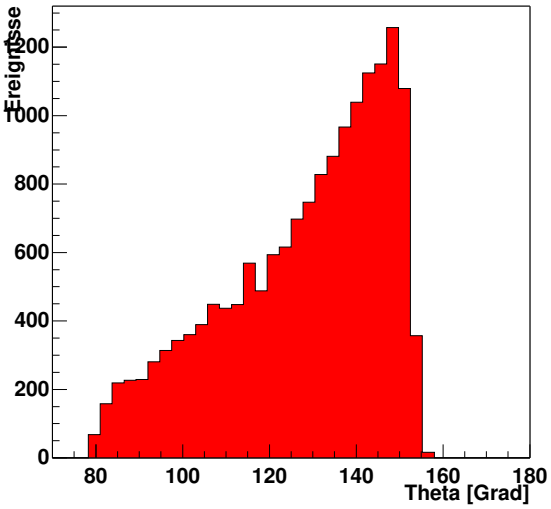


Abbildung 45: Verteilung des Polarwinkels θ des Spurelektrons

7.5.5 Kanal für Track-Cluster ϒ's

Wegen der Ähnlichkeit von J/ψ's und ϒ's bietet es sich an, einen Trigger zu entwickeln, welcher für beide Klassen geeignet ist. Da bisher wegen noch mangelnder Luminosität keine realen Daten zur ϒ-Produktion existieren, werden Monte-Carlo simulierte Ereignisse zur Effizienzbestimmung eingesetzt. Die Selektionsschnitte entsprechen denen der Selektion C, sind jedoch in den Variablen y_{jb} und m_{Υ} an das ϒ angepaßt. Wegen der hohen Masse des ϒ haben die Elektronen vom ϒ-Zerfall höhere Energie als die vom J/ψ-Zerfall. L1 Subtrigger 33 sollte deshalb auch für ϒ's geeignet sein. Ebenso darf man wegen des gleichen Ereignistyps damit rechnen, daß das vorliegende J/ψ-Netz auch gute Resultate für ϒ's liefert. Abbildung 47a zeigt die kombinierte Effizienz von ST33 und J/ψ-Netz für ϒ-Monte-Carlo Ereignisse. Die geringe Effizienz bei kleinen $W_{\gamma p}$ ist durch den Spurtrigger DCRPh_Ta verursacht (Abbildung 47b). Dessen Effizienz fällt im Bereich θ<35° stark ab (Abbildung 48a). In diesen Winkelbereich befinden sich die Spuren der verworfenen Ereignisse mit 125GeV < $W_{\gamma p}$ < 140GeV (Abbildung 48b). Damit ist der Effizienzverlust auf den eingeschränkten Akzeptanzbereich des DCRPh_Ta in θ zurückgeführt.
Für hohe $W_{\gamma p}$ ist der L1/L2 J/ψ-Trigger mit Effizienzen um 80% für ϒ's sehr gut geeignet. Jedoch ist der L4 Finder zu speziell auf J/ψ's zugeschnitten, um ohne Anpassung für ϒ's geeignet zu sein. Abbildung 49 zeigt die Effizienz des neuen J/ψ Kanals für ϒ-Monte-Carlo Daten. Nur in einem relativ kleinem Energiebereich um $W_{\gamma p}$=240 GeV ist die Leistung des Finders zufriedenstellend. Im folgenden sollen die Ursachen dafür dargelegt und geeignete Schnitte für einen speziellen ϒ-Kanal gefunden werden.

Schnitt auf θ

Die hohe Masse des ϒ führt dazu, daß die Zerfallselektronen des ϒ's in der Track-Cluster Klasse auch im Winkelbereich θ<80° emittiert werden (Abbildung 50) Im gesamten Akzeptanzbereich der Spurkammern treten Spuren auf. Der Schnitt θ>80° wird daher im ϒ-Kanal weggelassen. Da die Ereignisse mit kleinem θ auch geringe $W_{\gamma p}$ haben, ist die geringe Effizienz des J/ψ-Finders auf ϒ-Daten in diesem Energiebereich erklärt.

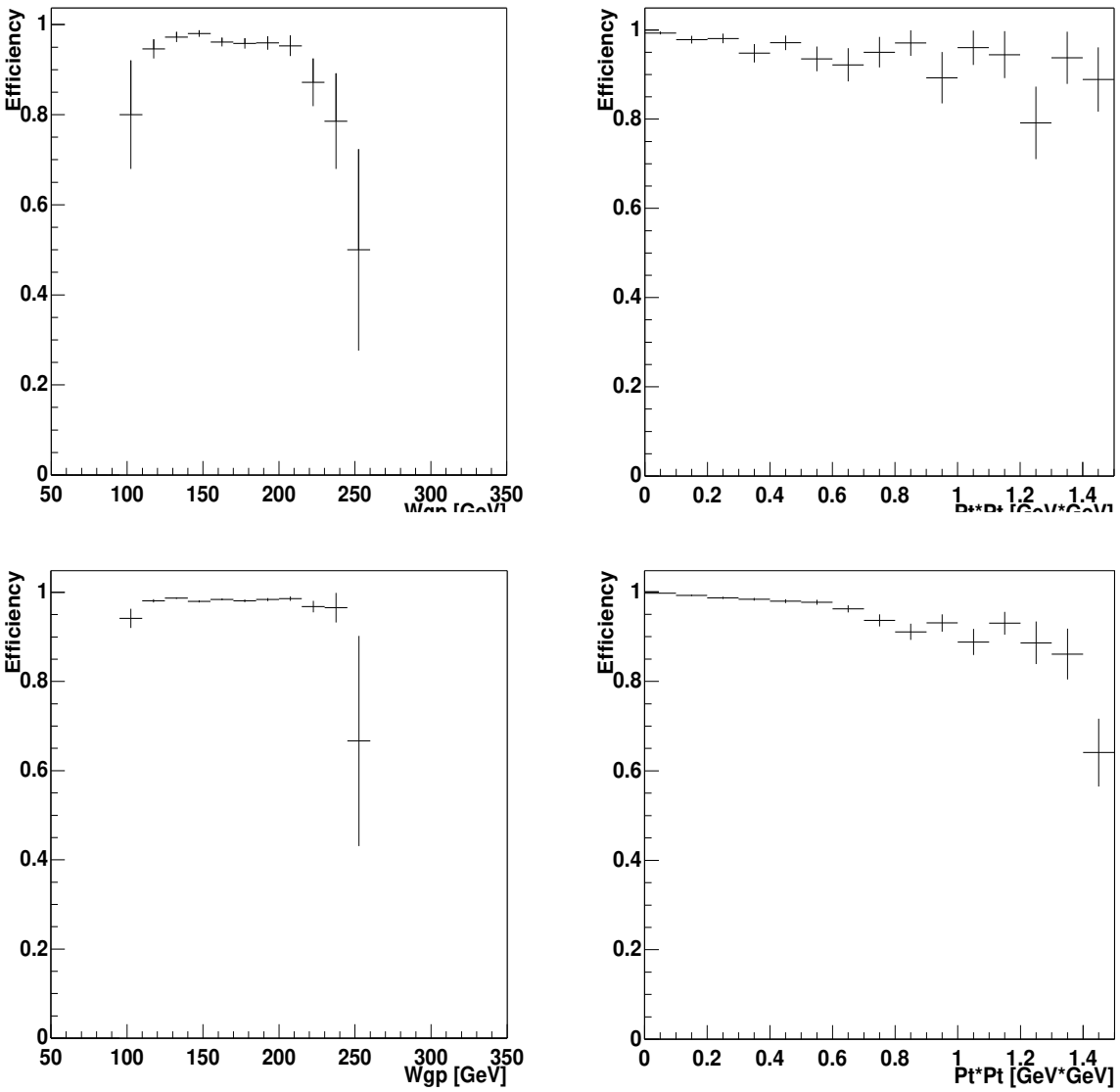


Abbildung 46: Effizienzen des neuen J/ψ-Kanals in Abhängigkeit von W_{gp} und p_t, Links für Meßdaten, rechts für Monte-Carlo.

Schnitt auf die Clusterenergie

Wegen der erhöhten Energie der Elektronen ist eine Anpassung der Energieschnitte nötig. Abbildung 51 zeigt die Verteilung der Cluster auf Energie und Radius. Im wesentlichen ist das gesamte Energiespektrum um Faktor 2 gegenüber dem J/ψ-Spektrum gestreckt (vgl. Abbildung 43a). Die untere Schwelle kann angehoben werden, wodurch auch die Rate gedrückt wird. Der Schnitt auf eine maximale Energie von 20GeV jedoch muß fallengelassen werden. Im Bereich kleiner Radien und hoher Energien überlappen die Spektren von ϒ und Background-Ereignissen deutlich (Abbildung 43b). Der Schnitt auf die maximale Energie stellt einen Kompromiß zwischen geringer Rate und hoher Effizienz dar.
Zusammengefaßt sind die analytischen Ausdrücke für die ϒ-Schnitte

$$E[\mathrm{GeV}] > \frac{15}{(r[\mathrm{cm}] - 10)} + 4.5 \qquad r > 10.1\,\mathrm{cm} \qquad E < \frac{-6}{(r[\mathrm{cm}] - 10)} + 24 \qquad (45)$$

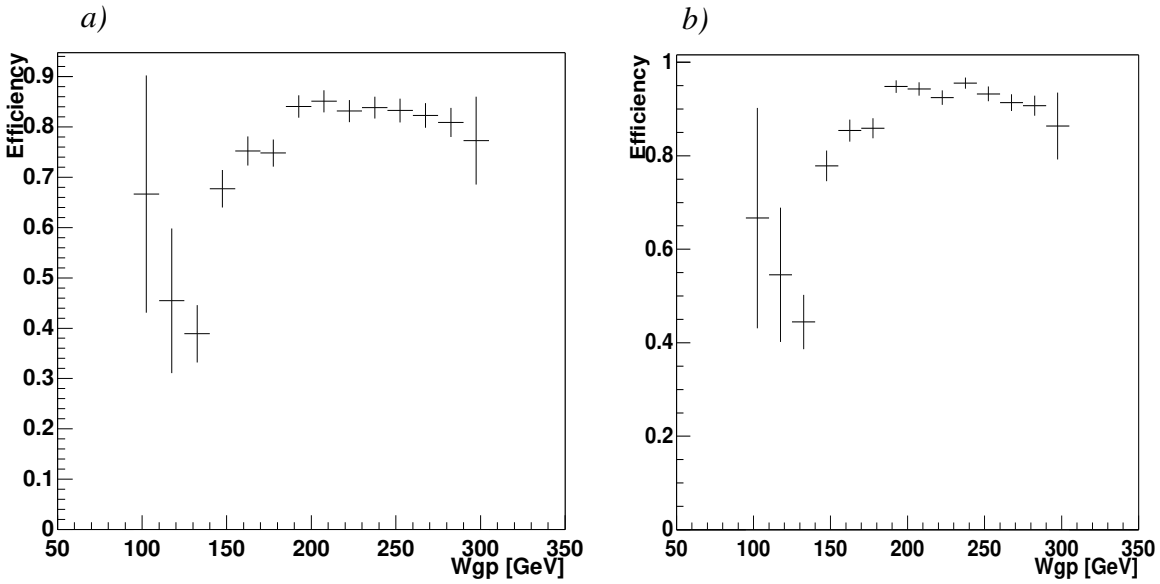


Abbildung 47: Effizienz von ST33 und J/ψ-Netz für ϒ-Monte-Carlo Ereignisse (a) und die Effizienz des Triggerelements DCRPh_Ta, welches im ST33 enthalten ist (b)

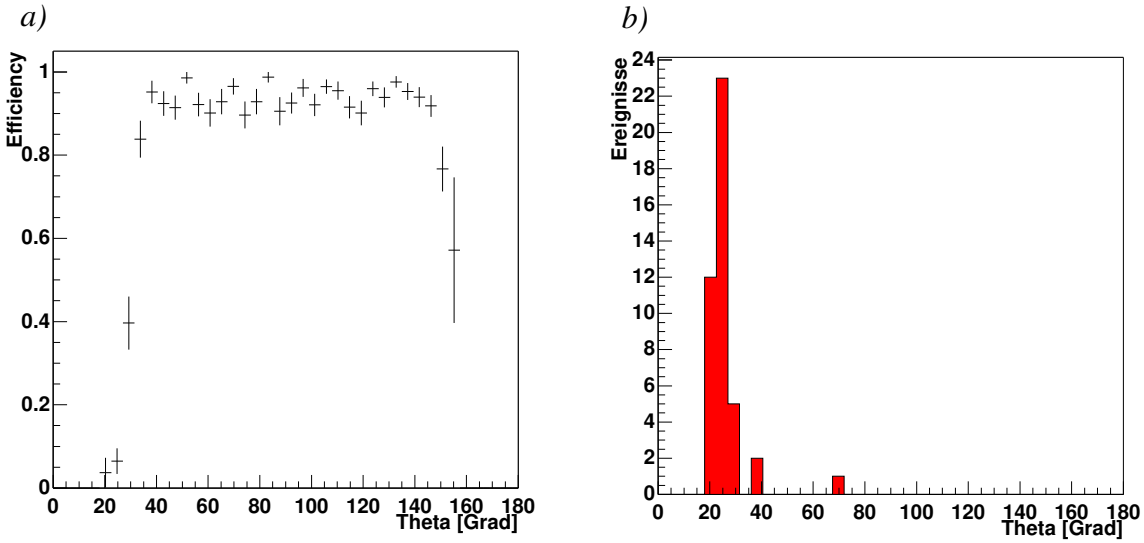


Abbildung 48: Effizienz des Triggerelements DCRPh_Ta (a) und Winkelverteilung der Spuren nicht getriggerter Ereignisse (b), beides im Energiebereich $W_{\gamma p}$=125..140GeV

Back-to-back Bedingung

Ein Vorteil der großen ϒ-Masse für das Triggern ist, daß auch bei einem geringen Transversalimpuls die *back-to-back* Topologie der Zerfallselektronen weitgehend erhalten bleibt (Abbildung 52). Es kann daher der Schnitt auf die Bedingung

$$150° < \left|\phi_{\text{Track}} - \phi_{\text{Cluster}}\right| < 210° \tag{46}$$

verschärft werden.

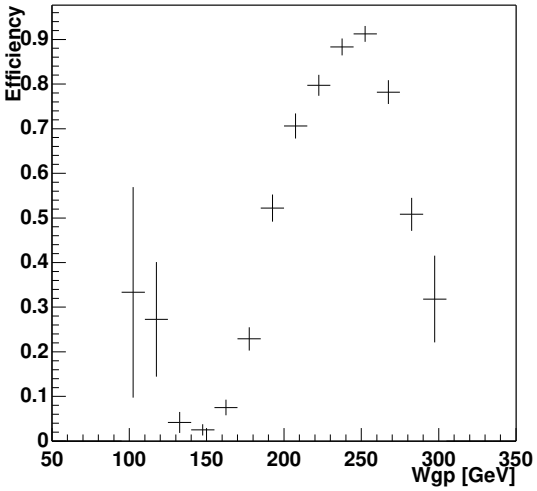


Abbildung 49: Effizienz des neuen J/ψ Kanals auf ϒ-Monte-Carlo Daten

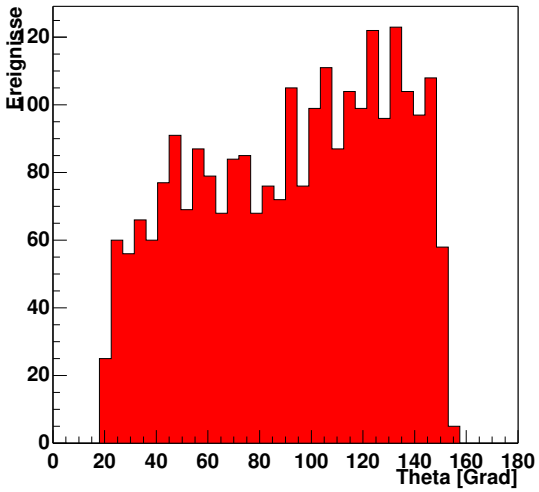


Abbildung 50: Verteilung von θ des Spurelektrons für Track-Cluster ϒ's

Effizienz

Werden die oben aufgeführten Schnitte angewandt, so ergibt sich für den neuen ϒ-Track-Cluster Kanal die in gezeigte Effizienz. Der geringe Abfall bei hohen $W_{\gamma p}$ ist darauf zurückzuführen, daß einige Ereignisse mit hohen Clusterenergien und kleinen -radien zugunsten einer

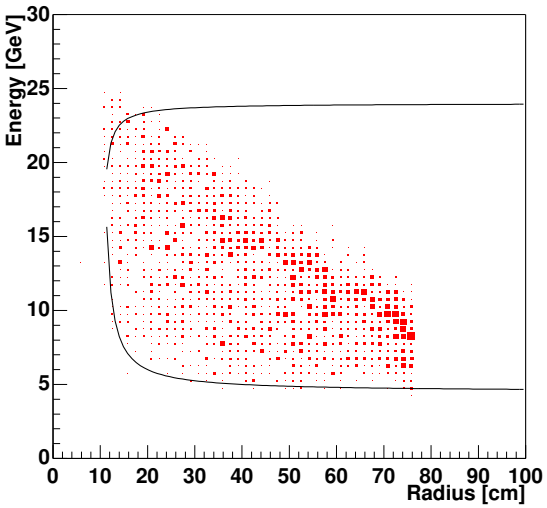


Abbildung 51: Verteilung der Cluster auf Radius und Energie für ϒ-Ereignisse. Die Linien zeigen die Schnitte für den ϒ-Kanal.

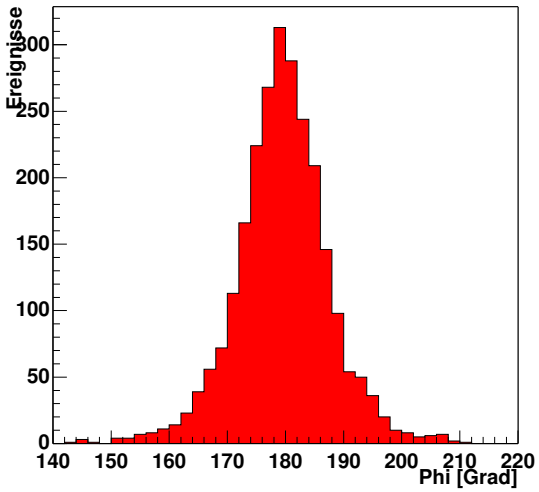


Abbildung 52: Verteilung von $\Delta\phi$ für Track-Cluster ϒ's

geringen Rate verworfen werden.

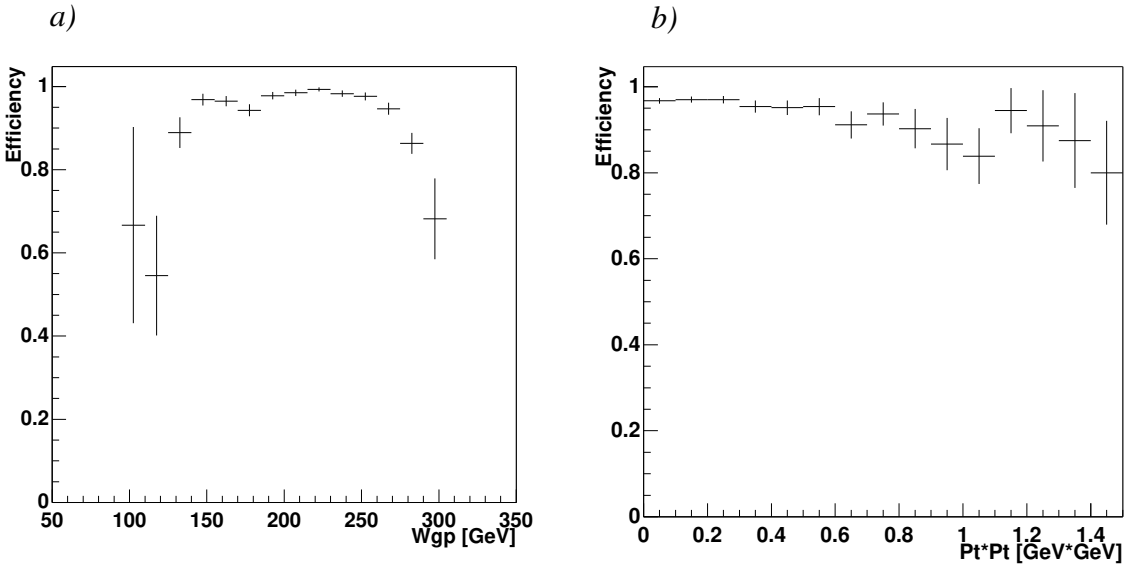


Abbildung 53: Effizienz des ϒ-Track-Cluster Kanals für ϒ Monte-Carlo Daten in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ (a) unt p_t (b)

7.5.6 KANAL für DIS J/ψ's

Bei tiefinelastischer J/ψ-Produktion wird auch das gestreute Elektron im Spacal nachgewiesen. Bei der Track-Cluster Klasse werden somit eine Spur und zwei Cluster gefordert. Dies führt zu einer sehr geringen Rate; eine detaillierte Anpassung der Schnitte an die Ereignisklasse ist nicht nötig. Es werden folgende plausible Forderungen gestellt:

- 1...4 Spuren, wie bei den anderen Kanälen
- 2...3 Cluster, analog zu den anderen Kanälen wird neben den erwarteten zwei Clustern ein weiterer zugelassen
- Ein Cluster muß mindestens 10 GeV enthalten - dieser wird dem gestreutem Strahlelektron zugeordnet (vergleiche Energieverteilung für $e(\mathrm{J}/\psi)$ in Abbildung 43a).
- Es wird ein weiterer Cluster gefordert, welcher wie bei photoproduzierten Ereignissen eine, vom Abstand zur Strahlache abhängige, Mindestenergie enthalten muß.

7.5.7 Raten des neuen JPSPACT Finders

Anhand der L2L4 transparent runs können die erwarteten Raten der neuen L4 Finder-Kanäle bestimmt werden (Tabelle 5):

L4 Finder	L1 ST	Netz	Ereignisse	Rate [Hz]
Bisheriger JPSPACT	1,2,3	aus	126	0.32
Neuer JPSPACT - J/ψ Kanal - ϒ Kanal - DIS Kanal	1,2,3,33,61	an	27 14 16 6	0.069 0.036 0.041 0.015
Neuer JPSPACT	1,2,3	an	21	0.054

Tabelle 5: Anhand L2L4 transparent runs berechnete Finderraten

Trotz erhöhter L4 Eingangsrate durch Hinzunahme von ST33 und ST61 und zusätzlicher Kanäle konnte die Ausgangsrate mit dem neuen Finder von 0.32 Hz auf 0.069 Hz gesenkt werden. Die Gesamtrate ist nur um ca. 1/3 geringer als die Summe der Raten für die drei Kanäle, was die Notwendigkeit der Spezialisierung des Finders auf die verschiedenen Physikkanäle bestätigt.

8 Test des Triggerkonzepts

Nach Installation aller Stufen des Track-Cluster J/ψ-Triggers werden Daten selektiert um die Funktionsfähigkeit des Triggers zu prüfen. Die angewandten Schnitte entsprechen denen der

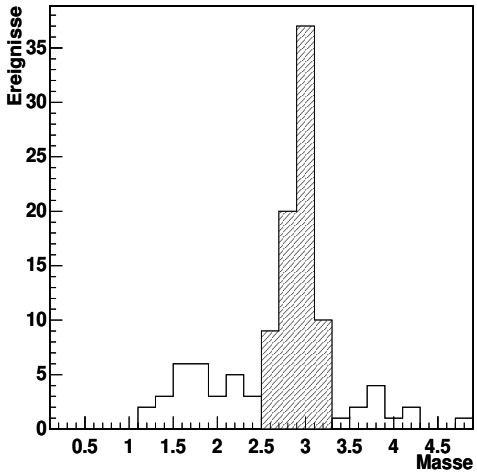


Abbildung 54: Rekonstruierte Masse des J/ψ's für eine Selektion mit aktiven J/ψ Track-Cluster Triggern

Selektion C (vgl. Kap. 6.2). Die Selektion erstreckte sich über den Zeitraum vom 14.7.99 bis 6.8.99. Die für diesen Zeitraum protokollierte Luminosität beträgt $1760n^{-1}$. Dieser Wert muß jedoch noch in einer detaillierten Untersuchung auf die tatsächlich genutzte Luminosität korrigiert werden. Es kann damit nicht die Absolutzahl der erwarteten Ereignisse berechnet werden. Man erkennt in Abbildung 54 deutlich die Resonanz bei der J/ψ-Masse. Von den 76 selektierten Ereignisse wurden 58 vom neuen J/ψ-Trigger getriggert.

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein effizientes Triggerkonzept für die Prozesse $\gamma p \to (J/\psi \to e^+e^-)p$ und $\gamma p \to (\Upsilon \to e^+e^-)p$ entwickelt. Betrachtet wurden die Fälle, in denen das eine Zerfallselektron im zentralen Detektorbereich durch die Spurkammern und das andere im rückwärtigen SpaCal-Kalorimeter nachgewiesen wurde (Track-Cluster Ereignisse).
Auf der ersten Stufe L1 des mehrstufigen Triggerkonzepts bestand die Aufgabe darin, aus logischen Verknüpfungen der Hardwaretrigger den L1 Trigger zu bilden. Simulationsrechnungen der J/ψ-Produktion ermöglichten eine Effizienzbestimmung des L1 Triggers. Die entstehenden Triggerraten wurden grob mit ähnlichen, bereits vorhandenen L1 Triggern abgeschätzt. Unter Berücksichtigung der Kinematik des Prozesses konnte ein geeigneter L1 Trigger mit einer Rate von 4Hz bei einer Effizienz von über 80% für J/ψ-Produktion entwickelt werden.
Neuronale Netze auf der Stufe L2 dienen einer weiteren Ratenreduktion. Zum Training eines Netzes für die obigen Prozesse wurden J/ψ–Meßdaten aus dem Jahr 1997 verwendet. Das schließlich eingesetzte Netz reduziert die Rate um etwa den Faktor 16. Weniger als 10% der Track-Cluster J/ψ's werden dabei verworfen.
Die Triggerstufe L4, eine Mikroprozessorfarm, entscheidet schließlich über die permanente Speicherung der Daten. Die Ausgangsrate des Track-Cluster J/ψ-Triggers dieser Stufe konnte durch eine detaillierte Anpassung der bisher angewandten Schnitte ohne nennenswerte Effizienzeinbußen reduziert werden.
Die Stufen L1 und L2 des entwickelten J/ψ-Triggers eignen sich auch zum Triggern von Track-Cluster Zerfällen des ϒ-Vektormesons (Effizienz 70%-80%). Lediglich der L4 Trigger wurde speziell für ϒ-Ereignisse erweitert. Eine weitere Ergänzung des L4 Triggers ermöglichte auch das Triggern inelastisch erzeugter J/ψ's.
Der Gesamteffizienz der Stufen L1,L2 und L4 für Track-Cluster J/ψ's beträgt etwa 70%. Die L4 Ausgangsrate, mit der Ereignisse permanent gespeichert werden, wurde etwa um den Faktor 8 auf 0.036Hz reduziert.
Der ϒ-Trigger hat bei einer L4 Ausgangsrate von 0.041Hz eine Gesamteffizienz von etwa 65%. Mit einer Datenseketion wurde die Funktionsfähigkeit der Trigger überprüft.
Mit diesen Triggern stehen leistungsfähige Werkzeuge für die in dieser Arbeit motivierten Analysen zum J/ψ und ϒ zur Verfügung.

Anhang A: Schätzung von Triggereffizienzen

Triggereffizienzen werden in dieser Arbeit aus statistischen Daten abgeschätzt: Bei einer Stichprobe von n Ereignissen mißt man die Anzahl der getriggerten Ereignisse k. Die Triggereffizienz p soll für geringe Statistik abgeschätzt werden. Der Parameter p der Binomialverteilung B(k,n,p) ist bei dieser Problemstellung eine Zufallsvariable. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für p wird unter Beücksichtigung der Messung bestimmt und daraus Erwartungswert und Standardabweichung berechnet.
Hat man noch keine Information über die Effizienz, ist es sinnvoll, die Wahrscheinlichkeitsdichte für p als konstant anzusetzen und zu normieren.

$$f(p)dp = dp \tag{1}$$

Die Binominalverteilung enthält die Zufallsvariable p als Parameter, beschreibt also die Bedingte Wahrscheinlichkeit

$$P(\text{k von n}|\text{p}) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} \tag{2}$$

Gesucht wird die Wahrscheinlichkeitsdichte für P unter Bedingung daß bei n Versuchen genau k mal getriggert wurde. Diese bedingte Wahrscheinlichkeit kann mit Hilfe des Satzes von Bayes aus (1) und (2) abgeleitet werden.

$$f(p|\text{k von n})dp = \frac{P(\text{k von n}|\text{p})f(p)dp}{\int_0^1 P(\text{k von n}|\text{p}')f(p')dp'} = \frac{p^k(1-p)^{n-k}}{\int_0^1 p'^k(1-p')^{n-k}dp'}dp \tag{3}$$

Das auftretende Integral ist durch mehrmalige partielle Integration lösbar und man erhält

$$f(p|\text{k von n})dp = \frac{(n+1)!}{k!(n-k)!} p^k (1-p)^{n-k} dp \tag{4}$$

Bei der Bestimmung von Erwartungswert und Standardabweichung treten formal identische Integrale auf:

$$\mu = E[P|\text{k von n}] = \int_0^1 \frac{(n+1)!}{k!(n-k)!} p^{k+1}(1-p)^{n-k}dp = \frac{k+1}{n+2} \tag{5}$$

$$\sigma = \sqrt{E[P^2|\text{k von n}] - (E[P|\text{k von n}])^2} = \sqrt{\frac{(k+2)(k+1)}{(n+3)(n+2)} - \frac{(k+1)^2}{(n+2)^2}} = \sqrt{\mu\left(\frac{k+2}{n+3} - \mu\right)} \tag{6}$$

Für große k und n-k gehen Erwartungswert und Standardabweichung in die bekannten Ausdrücke k/n bzw. $\sqrt{(1/n)\mu(1-\mu)}$ über.
Die Schätzung ist jedoch nicht erwartungstreu. Der Erwartungswert der Schätzung liegt näher bei 0.5 als die zu schätzende Effizienz. Die Abweichung von der erwartungstreuen Schätzung k/n ist aber in der Regel klein gegen den statistischen Fehler. Wo dies nicht zutrifft, wird zur Vermeidung von systematischen Fehlern auf die erwartungstreue Schätzung k/n zurückgegriffen.

Literaturverzeichnis

[1] Aubert, J.J. et al.: Experimental observation of a heavy particle, J. Phys. Rev. Lett., 33, p. 1404, 1974

[2] Augustin J.E. et al.: Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation, Phys. Rev. Lett., 33, pp. 1406-1408, 1974

[3] Bauer, T.H et al.: The hadronic properties of the photon in high-energy interaction, Rev. Mod. Phys. 50, 1978

[4] Beck, H.P.: Principles and Operation of the z-Vertex Trigger, H1 Report H1-05/96-479, Hamburg 1996

[5] Bethe H. und Heitler W.: On the Stopping of fast Particles and on the Creation of Positive Electrons, Proc. Roy. Soc., A 146, p.83, 1934.

[6] Definitions of Trigger Elements, http://www-h1.desy.de/itrigger/TrigSetup/tdl.subtriggers, DESY Hamburg.

[7] Donnachie A. and Landshoff P.V.: Exclusive vector meson production at HERA. Phys. Lett., B348, pp. 213-218, 1995. hep-ph/9411368

[8] Donnachie A. and Landshoff P.V., Nucl. Phys. B231 (1984) 189

[9] Gaede, F.: Study of Exclusive Vector Meson Production with H1. In Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena, Chicago, April 1997.

[10] Goulianos, K.: Diffractive interactions of hadrons ad high-energies. Phys. Rev., D31, p.17, 1985.

[11] H1 SPACAL Group. The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter. Technical Report DESY 96-171, DESY, August 1996.

[12] Hecht-Nielsen, R. In Proc. of the Int. Conf. on Neural Networks, volume II, pp. 19-32. IEEE press, 1987

[13] Hecht-Nielsen, R.: Neurocomputing. Addison-Wesley, 1991

[14] Holmes, S.D, Lee, W. und Wiss, J.E.: High-energy photoproduction of charmed states. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., pp. 397-454, 1985

[15] Iizuka, J., Suppl. Progr. Theor. Phys., 37-38, p.21, 1966

[16] Janauschek, Ludger: Untersuchungen zur Untergrundreduktion mit einem neuronalen Trigger beim H1-Experiment bei HERA, Diplomarbeit an der Ludwig-Maximilians-Universität München, Juli 1998.

[17] Kolmogorov, A.N.: Dokl. Akad. Nauk. USSR, 115, pp. 953-956, 1957.

[18] Krücker, Dirk: Modelle für die elastische J/ψ-Produktion bei HERA, Dissertation an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, September 1995

[19] List, B.: Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA, Diplomarbeit Berlin 1993.

[20] McCulloch, W. und Pitts, W.: A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity, Bulletin of Mathematical Biophysics 1943, Vol. 5, S. 115-133

[21] Meyer, Arnd: Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA, Dissertation Universität Hamburg, Juni 1998

[22] Meyer, J.: Guide to Simulation Program H1SIM. Technischer Report, H1, Hamburg,

1991-1997

[23] Möck, Jürgen: Untersuchung diffraktiver J/ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen. Dissertation Technische Universität München, September 1997.

[24] Peak significance information, http://www-h1.desy.de/idet/itracker/icip/faq/sig_bits, DESY Hamburg

[25] Rojas, Raul: Theorie der neuronalen Netze, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1993

[26] Ryskin M.G. et al.: Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of gluon density. Z. Phys., C37, p. 89, 1993

[27] Riedlberger, J.: The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers, H1 Report, Hamburg 1995.

[28] Sakurai, J.J.: Phys. Lett. 22(1969)981, Bauer, T.H. et al: Rev:Mod.Phys.50(1978)261

[29] Schmidt,Guido: Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA. Dissertation Universität Hamburg 1996.

[30] Sell, Reinhard: Untersuchung der J/ψ-Produktion über den Zerfall J/ψ->μ+μ− am ep-Speicherring HERA. Dissertation Universität Hamburg, Mai 1995.

[31] Steffen, P.: Intrinsic Resolution of the CJC Drift Time Measurements, H1-Note H1-02/94-343.

[32] Wegner, Armin: Vortrag über J/ψ-Analyse. Folienkopien, Max-Planck-Institut München, 31.5.1999.

[33] Werbos, P.J.: Beyond Regression. Appl. Math., Havard University, November 1974

[34] Westner, Dominik: Ein neuronaler Netzwerktrigger für die Produktion von J/ψ-Teilchen in ep-Streuung ($J/\psi \rightarrow e^+e^-$), Diplomarbeit Ludwig-Maximilians-Universität München, 3/1996

[35] W.S.C. Williams: Nuclear and Particle Physics, Oxford University Press 1994

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt allen, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit behilflich waren. Die Arbeitsatmosphäre in München war sehr angenehm und bei Fragen wurde mir stets bereitwillig weitergeholfen.
Auch den Hamburger Mitarbeitern gilt mein Dank. Dort wurde ich besonders bei der Installation der Trigger tatkräftig unterstützt.

Erklärung

Ich versichere, die vorliegende Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig verfaßt zu haben.

München, 23.8.1999

Jan Dichtl